

310.565

III
1961/1

MELLÉKLET

az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK III. kötetének 1. számához.

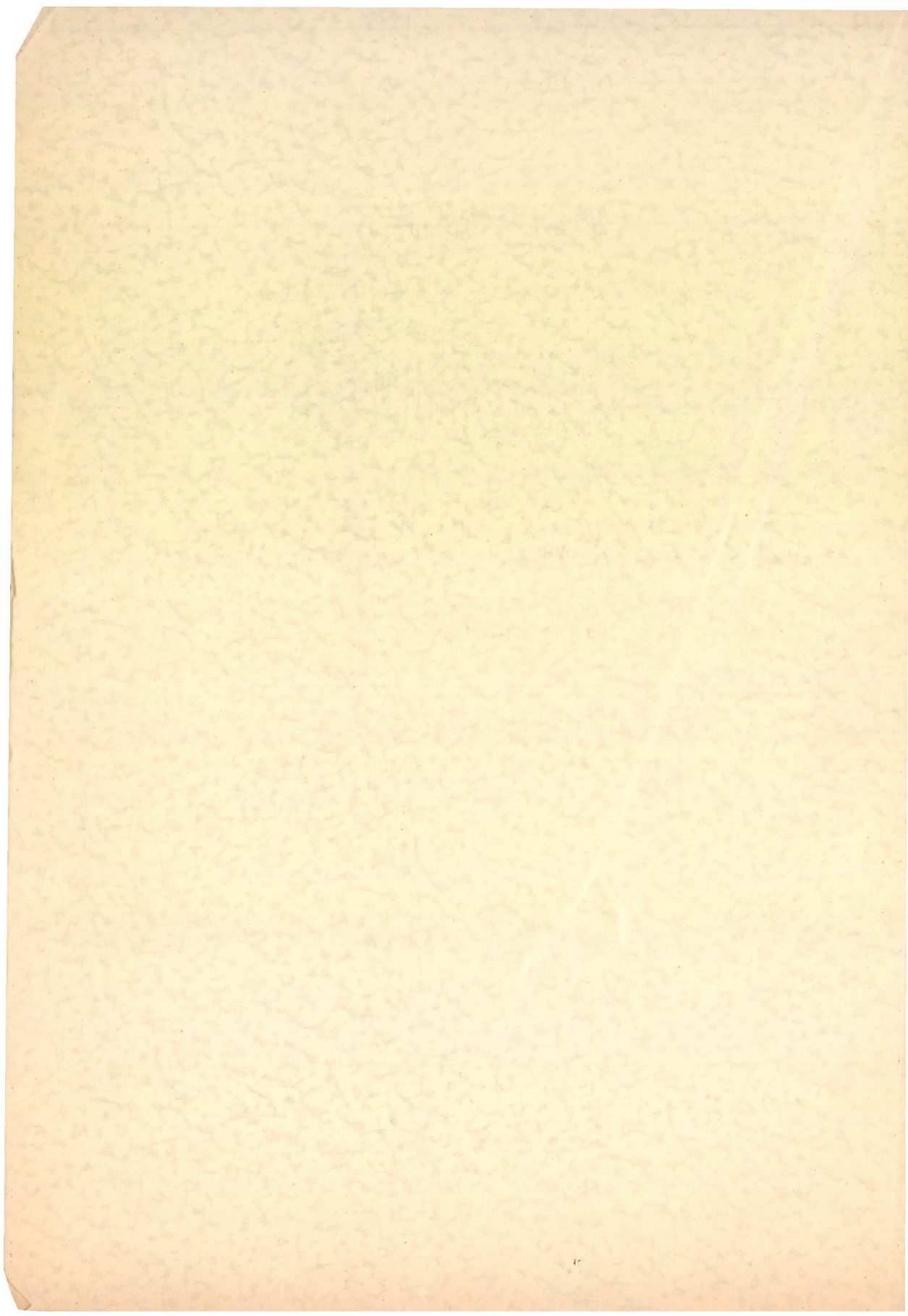
Atomki Közlemények

dr. CSONGOR ÉVA

1960. június 9-én megvédett kandidátusi disszertációja.

M.T.A.
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN

1961. április.



Különlenyomat

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
III. OSZTÁLYÁNAK FIZIKAI KÖZLEMÉNYEI

KOVÁCS ISTVÁN, NAGY ELEMÉR,
PÁL LÉNÁRD ÉS SZALAY SÁNDOR
KÖZREMŰKÖDÉSÉVEL

SZERKESZTI
JÁNOSSY LAJOS

VIII. KÖTET

357—417. OLDAL

CSONGOR ÉVA

VIZSGÁLATOK A Mg^{24} , Mg^{25} , Mg^{26} IZOTÓPOKNAK
 $Po-\alpha$ SUGARAIVAL TÖRTÉNŐ BOMBÁZÁSÁT KÍSÉRŐ
 γ SUGÁRZÁSRA VONATKOZÓLAG



MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
BUDAPEST 1960

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADEMIA III. OSZTÁLYÁNAK FIZIKAI KÖZLEMÉNYEI

KIADÓHIVATAL: BUDAPEST, V., ALKOTMÁNY UTCA 21. SZ.

A Magyar Fizikai Folyóirat változó terjedelmű füzetekben jelenik meg, és az Akadémia III. Osztályának előadóülésein bemutatott dolgozatokat, továbbá magyar és egyes külföldi fizikusok dolgozatait, közleményeit tartalmazza. Évenként egy kötet jelenik meg, hat füzetben, füzetenként átlag hat ív terjedelemben.

Kéziratok a következő címre küldendőek:

Jánossy Lajos akadémikus,
Budapest, XII., Konkoly Thege út.
Központi Fizikai Kutató Intézet.

Ugyanerre a címre küldendő minden szerkesztőségi levelezés.

Minden szerzőt 50 különlenyomat illet meg megjelent munkájáért.

A közlésre el nem fogadott kéziratokat a szerkesztőség lehetőleg visszajuttatja a szerzőhöz, de felelősséget a beküldött és el nem fogadott kéziratok megőrzéséért vagy továbbításáért nem vállal.

A folyóirat előfizetési ára kötetenként belföldi címre 42 Ft, külföldi címre 60 Ft. Belföldi megrendelések az Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány u. 21. (Magyar Nemzeti Bank egyszámlaszám: 05-915-111-46), külföldi megrendelések a „Kultúra” Könyv- és Hírlap Külkereskedelmi Vállalat, Budapest, VI., Népköztársaság útja 21. (Magyar Nemzeti Bank egyszámlaszám: 43-790-057-181) útján eszközölhetők.

A kéziratokkal kapcsolatban a szerkesztőség a következőket kéri a szerzőktől:

1. Amennyiben a cikk témáját a folyóiratban először publikálják, a téma előzményeit, az általánosan elfogadott nézeteket a bevezetőben a szokásosnál részletesebben fejtsek ki, és a cikk megírásakor a didaktikai szempontoknak megfelelően érvényesítsék.

2. A dolgozat elé rövid tartalmi ismertetőt írjanak.

3. A levezetéseknek csak a gondolatmenetét és főbb lépéseit közöljék. Ha részletezésre lesz szükség, a szerkesztőség azt külön fogja kérni.

4. A kéziratokat gépelve, egy oldalra írva, 4 cm-es margóval, kettős sorközzel készítsék el.

5. Az ábrákat ceruzával sima, fehér papíron rajzolják. A nyomda számára a rajzok elkészítését a kiadó vállalja.

6. Az ábrák alá rövid magyarázó szöveget írjanak.

7. A szövegek közti formulákban ferde törtvonalat, pl. $1/2$, törtek helyett lehetőleg negatív kitevőt, gyökjel helyett pedig törtkitevőt, az e^{-kT} típusú kifejezések helyett pedig $\exp(-kT)$ jelölést alkalmazzanak.

8. A vektorokat **fett** betűvel jelölgék. Ha a dolgozatban operátor is szerepel, ezt írjuk **fett** betűvel, a vektorokat pedig gót betűvel.

VIZSGÁLATOK A Mg^{24} , Mg^{25} , Mg^{26} IZOTÓPOKNAK Po- α SUGARAIVAL TÖRTÉNŐ BOMBÁZÁSÁT KÍSÉRŐ γ -SUGÁRZÁSRA VONATKOZÓLAG*

CSONGOR ÉVA

Kísérleti Fizikai Intézet, Debrecen

ELSŐ RÉSZ

I. Atommagok γ -sugárzása és gerjesztett állapotai

Bevezetés. A γ -sugárzás felfedezése és eredetének felderítése

1. Az atommag mint kvantummechanikai rendszer
2. Az atommagok gerjesztett állapotai
3. Alacsony energiájú magfolyamatokról általában
4. Alacsony energiájú magfolyamatok energetikája
5. A gerjesztett állapotok nivószélessége és élettartama közötti összefüggés
6. A közbenső atommag
7. Gerjesztett magállapotok kísérleti vizsgálata

II. Magnéziumon α -sugarakkal létrehozott magfolyamatok irodalma

Bevezetés

1. A $Mg(\alpha, p)Al$ folyamat vizsgálata a kilépő protonok mérése alapján
2. A $Mg(\alpha, p)Al$ folyamat vizsgálata a β -emisszió mérése alapján
3. A $Mg(\alpha, n)Si$ folyamat vizsgálata
4. Az α -részek rugalmas, ill. rugalmatlan szórásának vizsgálata
5. Mg-on α -részekkel létrehozott magfolyamatokat kísérő γ -sugárzásnak a vizsgálata

MÁSODIK RÉSZ

A szerző saját vizsgálatait szétválasztott Mg^{24} , Mg^{25} , Mg^{26} izotópokon Po α -sugaraival létrehozott magfolyamatokat kísérő γ -sugárzásra vonatkozólag

I. Célkitűzés

II. Mérőberendezés

1. Sugárforrás
2. Besugárzó kamra a gerjesztési függvény felvételéhez
3. Besugárzó kamra a γ -spektrum felvételéhez
4. Céltárgy készítése
5. Az α -sugarak energiájának változtatása fékezéssel
6. A mérőberendezés feloldóképessége a gerjesztési függvény felvételénél
7. Szcintillációs számláló és spektrométer
8. A mérőberendezés stabilitása
9. A szcintillációs spektrométer hitelesítése és feloldóképességének meghatározása

* Kandidátusi értekezés. Megvédve 1960. június.

III. Mérési eredmények

Bevezetés

1. A gerjesztési függvény felvétele Mg^{25} és Mg^{26} céltárgy esetén
2. A γ -sugárzások energia-spektrumának meghatározása Mg^{24} , Mg^{25} és Mg^{26} céltárgy esetén

IV. Kiértékelés

1. A Si^{30} közbenső mag gerjesztett állapotai
2. A Si^{29} közbenső mag gerjesztett állapotai
3. A Si^{28} közbenső mag gerjesztett állapotai
4. Mg-on α -sugarakkal létrehozott magfolyamatokat kísérő γ -sugárzás eredetének eldöntése
 - A) Mg^{24} céltárgy esetén
 - B) Mg^{25} céltárgy esetén
 - C) Mg^{26} céltárgy esetén

V. Összefoglalás

Köszönetnyilvánítás
Függelék
Irodalom

ELSŐ RÉSZ

I. Atommagok γ -sugárzása és gerjesztett állapotai

Bevezetés

A γ -sugárzás felfedezése és eredetének felderítése

A természetes radioaktív anyagok felfedezése után 1899-ben *Rutherford* az uránium által kibocsátott sugárzásokat vizsgálva, azoknak 2 típusát ismerte fel. A sugárzásokat áthatoló képességük szerint osztályozta és azokat α -, ill. β -sugárzásnak nevezte el. — A rádiumból kibocsátott sugárzások analízise során *Villard* a β -sugaraknál is nagyobb áthatolóképeségű sugarakat fedezett fel és azokat γ -sugaraknak nevezte el.

Mivel a γ -sugárzás a kísérleti tapasztalatok szerint nem minden radioaktív bomlásnál lépett fel és akkor is csak korpuszkuláris sugárzások kísérőjeként tapasztalták, *Rutherford* 1914-ben [1] arra következtetett, hogy a radioaktív bomlásnál fellépő β -csoportok és a γ -sugárzás emissziója között közvetlen kapcsolatnak kell lennie. 1922-ben pedig *L. Meitner* feltételezte [2], hogy az α - és γ -sugárzások sem függetlenek egymástól.

1926-ban az egyes radioaktív elemek α -energiáinak vizsgálata során tapasztalta többek között *Meitner* és *Freitag* [3], hogy egyes α -sugárzó elemek két vagy több különböző energiájú α -csoportot is kibocsátanak. A finomszerkezetet mutató α -sugárzó elemek egyben γ -sugárzóknak is bizonyultak.

A γ -sugárzás eredetét *Gamownak* 1930-ban tett feltevése alapján [5] tudjuk értelmezni: a γ -kvantumok energiáit az α -csoportok energia-különbsége szabja meg és feltehető, hogy a γ -sugárzás kibocsátása az atommagnak egy magasabb energia-állapotból egy alacsonyabb energia-állapotba való átmenetkor következik be. E feltevés szerint a γ -kvantum energiák alapján az α -emisszió után visszamaradó végmaghoz egy energia-szint rendszert (termémát) és egy mag-spektrumot rendelhetünk.

Gamow feltevése igen termékenynek bizonyult az atommag spektroszkópia számára, amelynek célja a magállapotok sajátosságainak vizsgálata.

1. Az atommag mint kvantummechanikai rendszer

Tekintsük át azokat az alapvető kísérleti tapasztalatokat, amelyek igazolásul szolgálnak arra, hogy az atommag kvantum-mechanikai-rendszernek tekinthető, tehát, hogy az atom-héjjal kapcsolatban sikeresen kifejlesztett kvantum-fizika az atommagra is érvényesnek látszik:

a) A γ -sugárzások energia-spektrumának analízise mutatta, hogy egy izotóp γ -sugárzása egy vagy több szigorúan monoenergetikus vonalból áll. Ugyanilyen szabályosság nyilvánul meg az α -sugárzások energia-spektrumának vizsgálatánál is.

b) Az α -csoportok energia-különbségei kombinálódhatnak a γ -kvantumok energiáival ($E_{\alpha i} - E_{\alpha k} = h\nu_{ik}$).

c) A γ -spektrum vonalai egymás között kombinálódhatnak (pl. kaszkád átmenet).

d) Olyan β -sugárzó elemeknél, amelyek γ -sugárzást is bocsátanak ki, a β -csoportok maximális energiáinak különbségeivel egyenlő kvantum-energiájú γ -sugárzás fellépte észlelhető.

Fenti kísérleti tapasztalatok *Gamov* feltevését igazolják, és azokból azt a következtetést vonhatjuk le, hogy az atommaghoz *diszkrét energia-állapotok, energiaszintek rendszerét rendelhetjük*. Az atommag a különböző állapotokban különböző energiával rendelkezik. A legkisebb energia-tartalmú állapot az alapállapot (E_0), minden más állapot gerjesztett (E). A mag gerjesztett állapotaiban nem marad meg stabilisan, hanem (egy nem magasan fekvő gerjesztett állapotából) egy vagy egymásután több γ -kvantum kibocsátásával tér vissza alapállapotába.

Egy ilyen diszkrét energia-spektrum jelentkezése a legfőbb bizonyíték amellet, hogy az atommag sajátosságainak leírására a kvantummechanika módszereit alkalmazhatjuk. A *magspektroszkópia legfontosabb feladata a mag nívó-rendszerének a megvizsgálása*.

e) A magfizika fejlődése további bizonyítékok egész sorát hozta arra nézve, hogy atommagok gyakran igen élesen definiált energia-állapotokkal rendelkeznek (pl. lassú neutronok abszorpciója révén 10 MeV-os gerjesztett állapot 0,1 eV élességgel jelentkezett), más esetekben viszont kiszélesedett, rosszul definiált gerjesztett állapotok jönnek létre.

A gerjesztett állapot ezen *nívó-szélessége* is az energia-szint egy kvantummechanikai jellemzője lesz.

f) További bizonyíték a kvantummechanikának az atommagra való alkalmazhatóságára az, hogy az egyes gerjesztett állapotok közötti átmenetek valószínűségére, azaz a γ -spektrum egyes vonalainak intenzitására az illető gerjesztett állapotok impulzusmomentumának változásából következtetni tudunk, és kiválasztási szabályok érvényességét tapasztaljuk.

A nívóhoz rendelhető *impulzusnyomatek* tehát egy újabb magspektroszkópiai adatot szolgáltat a gerjesztett állapot jellemzésére.

g) A gerjesztett állapotoknak még további jellemzőit vezethetjük be és állapíthatjuk meg: az energia-szint *mágneses nyomateka*, *paritása* és *izotópspinje*, amelyekkel azonban nem foglalkozunk részletesebben.

2. Az atommagok gerjesztett állapotai

a) A természetes radioaktív magoknál

Mint az előzőekből láhattuk, a radioaktív bomlásnál kibocsátott α -részek energiaspektrumának vizsgálata — a rendkívül pontosan meghatározható energia-különbségek révén — különösen egyszerű módszert szolgáltat az α -sugárzó magok végmagjai energia-nívóinak megállapítására.

Ugyancsak lehetőségünk van a végmag gerjesztett állapotainak meghatározására a természetes β -emittáló elemek esetén is, a β -csoportok maximális energiái különbségének mérésével.

A természetes radioaktív sugárzások kibocsátása révén gerjesztődő elemek fenti módon meghatározott energia-szint rendszerét pl. *Philipp* (1937) [7] összefoglaló monográfiájában találhatjuk. Az egyes természetes radioaktív atommagok gerjesztett energiaszintjei mind alacsonyabbak 2,6 MeV-nál, tehát a *természetes radioaktív elemek sugárzásainak vizsgálata révén csak nagy atomsúlyú atommagok néhány alacsonyan fekvő gerjesztett állapotának meghatározása volt lehetséges.*

b) Mesterséges gerjesztés

A természetben található közel 280 stabilis, tehát nem radioaktív izotóp, ezek gerjesztett állapotainak megismerése csak mesterséges gerjesztés útján lehetséges. Ugyanígy — csak mesterséges úton — állíthatjuk elő a már közel

1200 ismert mesterséges radioaktív izotópot is, amelyek gerjesztett állapotainak megismerése tudományos szempontból semmivel sem kevésbé érdekes, mint a természetes radioaktív atomoké.

Rutherford első sikeres mesterséges atommag átalakítási kísérletei után [6] (1919) hamarosan felismerték, hogy egy elem átalakítása során több különböző energiájú proton-csoport is léphet ki. Az α -sugárzásnál tapasztalt α — γ kapcsolat analógiájára valószínűnek látszott, hogy a legnagyobb energiájú proton-csoport az alapállapotban hagyja a végmagot, ezzel szemben a kisebb energiájú proton csoport kibocsátása után a végmag gerjesztett állapotban marad vissza és energiafeleslegétől egy vagy több γ -kvantum kibocsátásával szabadul meg.

Ha azonban magátalakításra ThC' vagy RaC' -s α -forrásokat használunk, akkor azok intenzív γ -sugárzása mellett az 5—6 nagyságrenddel kisebb intenzitással fellépő, a magátalakítást kísérő γ -sugárzást nem lehetett észlelni.

Bothe és *Becker* a Po^{210} α -sugaraival kísérelték meg könnyű atommagokban keltett mesterséges γ -sugárzás kimutatását, mert a Po^{210} -nek alig van saját γ -sugárzása (1,06 γ -kvantum/ $10^5 \alpha$ -rész [39]). *Bothe* és *Becker* 1930-ban [4] a gerjesztett γ -sugárzást Li, Be, B, F, Mg és Al bombázása esetén meg is találták.

Ez a kísérleti eredmény közvetlen bizonyítéka volt annak, hogy könnyű atommagoknak is vannak gerjesztett állapotai. De jelentős volt az a tapasztalat is, hogy a könnyű magoknál észlelt gerjesztett állapotok sokkal nagyobb energia-értékekig kiterjednek, mint a természetes radioaktív elemek esetén.

Míg 1930-ig csak természetes radioaktív anyagok néhány MeV energiájú α -részeit használták fel magátalakítások létrehozására, az utóbbi 3 évtizedben kifejlesztett egyre hatalmasabb iongyorsító berendezések üzembehelyezésével protonokat, α -részeket, deuteronokat és más különböző energiájú töltött részeket, és ezeken kívül neutronokat, ill. γ -részeket használunk fel magfolyamatok létrehozására és ezek révén gerjesztett állapotok vizsgálatára.

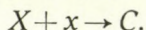
A továbbiakban könnyű atommagokon ($A < 30$) létrehozott alacsony energiájú magfolyamatokkal fogunk foglalkozni [8]—[13]. (A továbbiakban alacsony energiájúnak nevezünk egy folyamatot akkor, ha a gerjesztett mag gerjesztési energiája nagyságrendileg nem haladja meg egy nukleon kötési energiáját a magban (cca 8 MeV).)

Mivel jelen munka teljesen kísérleti jellegű, az elméleti feltevéseket és eredményeket csak olyan mértékben tárgyaljuk, amennyire azokra az eredmények rendezéséhez és kiértékeléséhez szükségünk van.

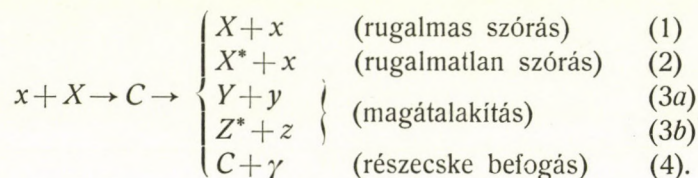
3. Alacsony energiájú magfolyamatokról általában

Könnyű atommagokon alacsony energiájú bombázó részecskékkel létrehozott folyamatok *Bohr* feltevése (1936) [14] szerint a következőképpen képzelhetők el:

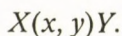
Kinetikus energiával rendelkező részecskékkel (x) bombázva alap energia-állapotban levő céltárgy magokat (X), azok kölcsönhatásba lépnek és ún. „közbenső mag” keletkezik (C).



A közbenső mag a bombázó részecske befogásával alapállapotánál (E_0) magasabb energia-szintre, gerjesztett állapotba (E) kerül és meghatározott idő elteltével valamely energetikailag megengedett és a kiválasztási szabályok által nem tiltott úton x, y vagy z részecske kibocsátásával X, Y , vagy Z atommaggá alakul. A lehetséges folyamatokat a következőképpen írhatjuk le:



Szokásos a magátalakítási folyamatokat a *Bothe* és *Fleischmann* által bevezetett írásmóddal jelölni:



Ha a kilépő részecske azonos a bombázóval és ha kinetikus energiája is (tömegközépponti rendszerben) megegyezik a bombázó részével ((1) folyamat), akkor *rugalmas szórásról* beszélünk.

Ha a kimenő részecske azonos ugyan a bombázóval, de kevesebb kinetikus energiát visz ki, mint amennyivel a bombázó rész rendelkezett, akkor *rugalmatlan szórásról* beszélünk. Ez esetben a végmag olyan gerjesztett állapotban (X^*) marad, amelyből igen rövid idő elteltével egy γ -kvantum kibocsátásával tér vissza alap-állapotába. A kvantum-energia a két energiaszint különbségével lesz egyenlő

$$h\nu = E - E_0 \quad (5)$$

(Általában elhanyagolhatjuk a mag visszalökésére fordítódó $\frac{(h\nu)^2}{2Mc^2}$ kvantum-energia csökkenést.)

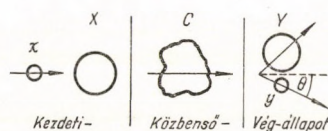
(3a) és (3b) esetben *magátalakulási* folyamatról beszélünk, természetesen ilyenkor is maradhat a végmag akár alap-, akár gerjesztett állapotban.

Ha a kilépő részecske csakis γ -kvantum, a folyamatot az *x-részecske befogásának* nevezzük (4. folyamat).

Fenti folyamatok mindegyikére a tömeg és energia megmaradása elvén kívül érvényes az impulzus, az impulzus momentum, a paritás és az elektromos töltés megmaradásának elve.

4. Alacsony energiájú magfolyamatok energetikája

Tekintsük az $X(x, y)Y$ magfolyamatot, és tegyük fel, hogy a céltárgy mag (X) kezdetben nyugalomban van és a magfolyamatban részt vevő többi részecske E_x , E_y és E_Y kinetikus energiával rendelkezik. A magfolyamatot sematikusan az 1. ábra szerint képzelhetjük el:



1. ábra. Magfolyamat sémája

Az egyes m tömegekhez mc^2 energiát rendelve a magfolyamat energia-mérlegét a következő alakban írhatjuk

$$(m_x c^2 + E_x) + M_X c^2 = (E_Y + M_Y c^2) + (E_y + m_y c^2), \quad (6)$$

ahol m , M , ill. E az x , X , y és Y részecskék tömegeit, ill. kinetikus energiát jelentik.

A végtermékek és a bombázó rész kinetikus energiáinak különbségét a magfolyamat Q -értékének nevezzük:

$$Q = E_Y + E_y - E_x. \quad (7)$$

Fenti (7) összefüggés a tömegadatokkal is kifejezhető (6) alapján

$$Q = (M_X + m_x - M_Y - m_y)c^2$$

Ha $Q > 0$, a reakciót exoergikusnak nevezzük. Az ilyen folyamat energia-felszabadulással jár.

Ha $Q < 0$, a folyamat endoergikus.

Az impulzus megmaradásának elvét felhasználva, és laboratóriumi rendszerben mérve az energiákat, valamint az y részecske sebességének az x részecske sebességével alkotott szögét (θ), Q értékére a következő kifejezést kapjuk:

$$Q = E_y \left(1 + \frac{m_y}{M_Y} \right) - E_x \left(1 - \frac{m_x}{M_Y} \right) - 2 \frac{\sqrt{E_x E_y m_x m_y}}{M_Y} \cos \theta \quad (9)$$

Mivel Q a nyugalmi tömegek különbségeként is definiálható, Q értéke ugyan-
az laboratóriumi és tömegközépponti koordináta-rendszerben, azaz

$$Q = T_{ki} - T_{be}, \quad (10)$$

ahol T_{ki} , ill. T_{be} a magfolyamatban részt vevő eredeti részek, ill. végtermékek
összes kinetikus energiája tömegközépponti koordináta-rendszerben.

A laboratóriumi rendszerben mért E energia átszámítása

$$T = E \frac{M_0}{m}$$

összefüggés alapján lehetséges, ahol M_0 a redukált tömeg $M_0 = \frac{Mm}{M+m}$,
(ha M és m az ütköző tömegek).

Kezdeti feltevésünk szerint a céltárgy mag nyugalomban van ($E_x = 0$),
így T_x az összes belépő kinetikus energia:

$$T_{be} = T_x = E_x \frac{M_0}{m_x} = E_x \frac{M_x}{M_x + m_x}.$$

(10) összefüggés felhasználásával

$$T_{ki} = E_x \frac{M_x}{M_x + m_x} + Q. \quad (11)$$

Magfolyamat létrejöttéről nyilván akkor beszélhetünk, ha vannak energiával
rendelkező kilépő részek, azaz $T_{ki} > 0$. (A reakcióküszöb esetén $T_{ki} = 0$.)

(11) egyenletből látható, hogy endoergikus magfolyamat létrehozásához
(ahol Q negatív) a bombázó részecskének egy $(E_x)_k$ *küszöb-energiánál*
nagyobb energiával kell bírnia folyamat létrehozásához és e küszöb-energia
a következőképpen adható meg:

$$(E_x)_k = -Q \frac{M_x + m_x}{M_x}.$$

Ha töltött részekkel bombázva hozzuk létre a magfolyamatot, akkor a
Coulomb-taszítás miatt ennél nagyobb bombázó energiára van szükség. Bár
fentiek szerint a reakció-küszöb esetén a kilépő részek összes energiája nulla
($T_{ki} = 0$), természetesen laboratóriumi rendszerben az y részecskének lesz
energiája a reakció-küszöbön is a tömegközéppont mozgása révén és ennek
értéke (az eredeti részecske-nyaláb irányába kilépő részekre):

$$E_y = (E_x)_k \frac{m_x m_y}{(m_y + M_Y)^2}.$$

Exoergikus reakció esetén a folyamat elvben $E_x = 0$ esetén is létrejön, és (9) alapján a kilépés szögétől függetlenül

$$E_y = Q \frac{M_Y}{m_y + M_Y}.$$

A gyakorlatban ez az összefüggés csak neutronokkal való bombázásnál áll fenn, töltött bombázó részecskék minden esetben $E_x > 0$ energiával kell bírniuk a mag Coulomb-taszításának legyőzésére.

5. A gerjesztett állapotok nívószélessége és élettartama közötti összefüggés

Már a természetes radioaktív anyagok körében nyert kísérleti adatok is arra utalnak, hogy az atommag kvantum-mechanikai rendszernek tekinthető, amelyhez saját energia-értékek, azaz energia-szintek sokasága tartozik. (2. ábra.) Az atommag normálisan a legalacsonyabb energia-szintet foglalja el (alap-állapot), növekvő energiával nő a szintek sűrűsége. Az atommag egy gerjesztett állapotában nem marad meg stabilisan, hanem hosszabb vagy rövidebb idő eltelte után egy vagy többféle részecske emissziójával (e rész γ kvantum is lehet) elbomlik.

Legyen az egyes részek kibocsátásának valószínűsége az időegység alatt $\lambda_1, \lambda_2, \dots$, akkor a gerjesztett mag bomlásának valószínűsége

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \dots$$

Ezen bomlási valószínűség a

$$\lambda = \frac{1}{\tau}, \quad \text{ill.} \quad \tau = \frac{1}{\lambda}$$

összefüggés értelmében a gerjesztett mag átlagos élettartamát (τ) határozza meg.

Véges élettartamhoz egy $\Gamma = \Delta E$ véges energia-nívószélesség tartozik a Heisenberg-féle reláció alapján:

$$\Gamma \cdot \tau = \frac{h}{2\pi}$$

azaz rövid élettartam esetén a nívó kiszélesedik, vagyis rosszul definiált az energia-szint és csak stacionárius állapothoz ($\tau = \infty$) tartozik diszkrét energia érték.

A Γ nívó-szélesség τ -val reciprok összefüggésben lévén, ugyancsak a bomlás valószínűségét fejezi ki és ha $\Gamma_1, \Gamma_2, \dots$ az egyes részecskék kibocsátásának valószínűségei, akkor a teljes bomlási valószínűséget a teljes nívó-szélesség (Γ) adja:

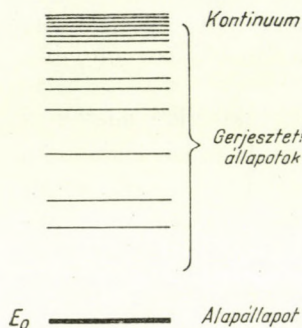
$$\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \dots \quad (12)$$

Γ -t eV-ban mérve a gerjesztett mag átlagos élettartama a

$$\tau_{[\text{sec}]} = \frac{h}{2\pi\Gamma} = \frac{6,6 \cdot 10^{-16}}{\Gamma_{[\text{eV}]}} \quad (13)$$

összefüggés alapján meghatározható.

Ha az atommag gerjesztési energiája nem elegendő ahhoz, hogy a gerjesztett állapotból részecske emisszió ($n, p, \alpha \dots$) következzen be, akkor a gerjesztett szintet „kötött” szintnek nevezzük. Könnyű atommagok 8 MeV alatti energia-szintjei általában kötöttek (cca 8 MeV egy nukleon átlagos kötési energiája a magban) és ezen szintekről csak γ -emisszióval (vagy belső konverzióval) történik az alapállapotba való átmenet. Egy ilyen kötött szint nívószélessége általában kicsi ($\Gamma < 10^{-3}$ eV), vagyis egy kötött szintet kis kiszélesedésű, kvazistacionárius szintnek tekinthetünk, amelynek közepes élettartama γ -sugárzással szemben 10^{-12} sec-nál nagyobb.



2. ábra. Atommag energia-szintjei

Az egy nukleon átlagos kötési energiájánál magasabban fekvő gerjesztett szintekről nukleon emisszió is lehetséges, ezen szinteket virtuális szinteknek nevezzük. Ha viszont többféle részecske kibocsátásának a valószínűsége is fennáll, akkor (12) alapján nagy nívószélesség várható. Mérések alapján virtuális gerjesztett állapotokra Γ értéke viszonylag nagy ($10^4 - 10^{-2}$ eV), azaz magasan fekvő gerjesztett állapotok kiszélesedettek; és e gerjesztett állapotok élettartama $10^{-19} - 10^{-13}$ sec nagyságrendű.

A kísérleti észlelések azt mutatják, hogy a gerjesztési energia növekedésével a szintek távolsága (D) csökken és Γ nő. Végül a szintek egymást átfedik és a diszkrét spektrum kontinuumba megy át. (2. ábra.)

6. Közbenső atommag

Könnyű atommagokon létrehozott alacsony-energiájú magfolyamatot *Bohr* feltevése szerint [14] két egymástól független folyamatként képzelhetünk el;

a) A beeső rész erős kölcsönhatásba lép a céltárgy maggal, abba mintegy beleolvad és közbenső mag keletkezik. A beeső rész kinetikus (E_x) és a közbenső magbani kötési energiája ($E_{köt}$) a közbenső mag nukleonjai között statisztikusan eloszlik és a mag gerjesztett állapotba kerül. A közbenső mag a gerjesztési energiának ezen statisztikus eloszlása következtében meghatározott ideig (a nívó-szélességre vonatkozó mérések szerint $10^{-13} - 10^{-19}$ sec-ig) képes egy gerjesztett állapotban megmaradni. A közbenső mag ezen élet-

tartama igen hosszú a bombázó résznek a magon való áthaladásához szükséges időhöz képest ($\tau_0 = 10^{-21}$ sec).

b) A közbenső mag egy részecske kibocsátásával elbomlik. Ez akkor következik be, ha a nukleonok közötti energiaeeloszlás ingadozása következtében valamely részecske a kirepüléshez elegendő energiára tesz szert.

Bohr feltevése továbbá az volt, hogy az (a) és (b) folyamatok egymástól függetlenek („függetlenségi hipotézis”), azaz a közbenső mag bomlása csak gerjesztési energiájától, impulzus nyomatékától és paritásától függ, de független attól a módtól, ahogyan keletkezett.

Nagy bombázó energiák esetén — az újabb vizsgálatok szerint — nem érvényes a viszonylag hosszú élettartamú közbenső mag létrejöttére vonatkozó feltevés, és a közbenső mag kialakulása nélkül is létrejöhet a magfolyamat [71]. Nagy bombázó energiák esetén a „függetlenségi hipotézis” érvényessége is csak bizonyos esetekre korlátozódik, és általában a reakció termékei, azok energiája, szög-eloszlása függeni fog a közbenső rendszer keletkezési módjától.

Teljes érvényességgel alkalmazható azonban a Bohr-féle közbenső magmodell a könnyű atommagokon ($A > 10$) alacsony bombázó energiával ($E < 50$ MeV) létrehozott magfolyamatokra.

ad a) A közbenső mag tehát a bombázó résznek a céltárgy magba való beolvadása után gerjesztett állapotban jön létre. A gerjesztési energiát a beeső rész (tömegközépponti rendszerben mért) kinetikus és a közbenső magbani kötési energiájának az összege adja, azaz a gerjesztési energia a bombázó rész energiájával változtatható.

Első ízben Pose mutatta ki kísérletileg 1930-ban, hogy a közbenső mag keletkezésének valószínűsége energia függő, és abban az esetben, ha a gerjesztési energia a közbenső mag egy saját energia-értékével egyezik meg, rezonancia-jellegűen ugrásszerűen megnő a közbenső mag keletkezésének valószínűsége (σ_c).

ad b) A közbenső mag gerjesztett állapotában nem marad meg, hanem egy részecske kibocsátásával elbomlik. Ha egy $X(x, y)Y$ típusú magfolyamat létrejöttéről van szó, F_y lesz azon valószínűség mértéke, hogy a közbenső mag y részecske kibocsátásával bomlik el. Legyen az adott gerjesztett állapot teljes nivó-szélessége Γ , akkor $\frac{F_y}{\Gamma}$ a közbenső magok azon hányadát jelenti, amelyek y -rész kibocsátásával bomlanak el.

A magfolyamat bekövetkezésének valószínűségét e két valószínűség szorzata adja:

$$\sigma(xy) = \sigma_c \cdot \frac{F_y}{\Gamma}.$$

E valószínűséget a magfolyamat „hatáskeresztmetszetének” nevezzük.

Hatáskeresztmetszeten (σ) a

$$\sigma = \frac{R}{N \cdot n d}$$

hányadost értjük, ahol R az 1 cm^2 területű céltárgyban 1 sec alatt létrejött magreakciók száma, d a céltárgy vastagsága, n a céltárgy 1 cm^3 -ében levő céltárgy atommagok száma és N az 1 cm^2 céltárgy felületre 1 sec alatt beérkező bombázó részek száma (fluxus).

Ezen hatáskeresztmetszeten szemléletes jelentést is tulajdoníthatunk: jelenti az egyes magokhoz hozzárendelhető azon felületet, amelyen belül kerülve a bombázó részecske, a magreakció létrejön. A hatáskeresztmetszet nagyságrendje az atommag geometriai keresztmetszete, azaz 10^{-24} cm^2 ($10^{-24} \text{ cm}^2 = 1 \text{ barn}$), bár σ értéke a bombázó rész energiájától nagymértékben függ és több nagyságrenddel változhat.

Általános esetben σ_c , Γ_y és Γ nem egyszerűen meghatározható függvényei a bombázó rész energiájának, valamint a céltárgy mag tömegének és ezen mag töltésének.

A rezonancia-energia tartományban Breit és Wigner határozták meg egy magfolyamat hatáskeresztmetszetét [73], és ezzel sikeresen leírták egy rezonancia-görbe alakját:

$$\sigma(xy) = \sigma_c(x) \frac{\Gamma_y}{\Gamma} = (2l+1) \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_x \Gamma_y}{(E-E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2},$$

ahol λ a beeső rész de Broglie-hullámhossza, l impulzuszómomentuma, E energiája, E_0 a rezonancia-csúcs energiája és Γ a nivószélesség.

A formula nevezője fejezi ki a hatáskeresztmetszet rezonancia jellegét: $E = E_0$ esetén a σ -nak maximuma van (σ_{\max}).

A kifejezésből Γ -nak egy szemléletes jelentését is láthatjuk:

$$\text{ha } E - E_0 = \pm \frac{\Gamma}{2}, \text{ akkor } \sigma = \frac{\sigma_{\max}}{2},$$

azaz Γ jelenti a rezonancia-csúcs félmagasságához tartozó teljes energia-különbséget. Ilyen értelemben a nivó szélesség egy közvetlenül mérhető kísérleti adat.

7. Gerjesztett magállapotok kísérleti vizsgálata

a) A végmag gerjesztett állapotainak meghatározása

Egy atommag folyamat vizsgálatánál eljárhatunk oly módon, hogy homogén energiájú részeket használunk a bombázásra (azaz $E_x = \text{const}$) és a kilépő részek energiáját analizáljuk. Ekkor általában különböző diszkrét energiájú (E_{yi}) részeket kapunk, amelyek az Y végmag különböző gerjesztett szintjeihez

vezetnek. (1. 3. ábra.) Mint a [9] összefüggésből láthatjuk, a különböző E_{yi} értékhez (azonos θ szög esetén) különböző Q_i értékeket határozhatunk meg. A legnagyobb $Q = Q_0$ értéket a legnagyobb energiájú kilépő részecske csoport esetén kapjuk. Feltevés és tapasztalat szerint Q_0 a végmag alapállapotához tartozik, azaz a maximális energiájú részecske csoport a végmag alapállapotához vezet. A többi különböző Q_i érték a gerjesztett állapotban visszamaradó végmag energia szintjeit határozza meg:

$$Q_0 - Q_i = E_i - E_0.$$

(E_i az energiaszint a végmag gerjesztett állapotában és E_0 az alapállapotban.)

A végmag gerjesztett állapotában nem marad meg, hanem mivel ezen szintek általában „kötött”-ek, az energia-különbséget γ -kvantum formájában sugározza ki ν frekvenciával, ahol

$$h\nu_i = E_i - E_0.$$

A végmag gerjesztett állapotait tehát a magspektroszkópia módszereit alkalmazva egyrészt a kilépő nukleonok energiaspektrumának analízise révén megállapítható Q-értékekből, másrészt a végmaghoz rendelhető γ -spektrum analízise alapján határozhatjuk meg.

Hogy a γ -sugárzás a végmaghoz rendelhető-e, azáltal dönthető el, hogy megvizsgáljuk a γ -sugárzás energiájának a bombázó rész energiájától való függését. A végmaghoz rendelhető γ -sugárzás energiáját nem befolyásolja a bombázó rész energiája, amint azt *Lauritsen* és munkatársai 1941-ben kimutatták [74].

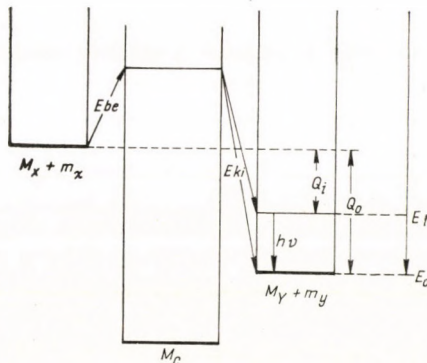
Fenti típusú magreakció energia-viszonyait term-sémán szemléletesen ábrázolhatjuk (3. ábra). Az ábrán egy exoergikus ($Q > 0$) magfolyamatot tüntettünk fel.

Fent leírt módszer alkalmazható nyilvánvalóan a mesterségesen radioaktív elemek bomlása után visszamaradó végmag gerjesztett állapotainak megállapítására is.

b) A közbenső mag gerjesztett állapotainak vizsgálata magrezonancia jelenségek alapján

A közbenső magra vonatkozó tárgyalásaink során láttuk, hogy a magfolyamatok hatáskeresztmetszete függvénye a bombázó rész energiájának.

Ha egy magfolyamatot ebből a szempontból akarunk megvizsgálni, úgy kell eljárunk, hogy a bombázó rész E_x energiáját változtatjuk és valamely kimenő rész „hozam”-át észleljük minden energiaértéknél.



3. ábra. Exoergikus magfolyamat ábrázolása term-sémán

A „hozam” tulajdonképpen az adott magfolyamat létrejöttének valószínűsége. Ezt megadhatjuk önkényes egységben relatív adatként (pl. a magreakciók számának és a bombázó részek számának viszonyával, az ún. hatásfokkal; vagy pl. az időegység alatt észlelt magfolyamatok számával), ill. a magfolyamat „hatáskeresztmetszetével”.

A hatáskeresztmetszetnek, ill. a hozamnak a bombázó rész energiájától való függését grafikusan ábrázolva kapjuk a folyamat ún. „gerjesztési függvényét”. Ha olyan „vékony” céltárgy réteget alkalmazunk, amely nem abszorbeálja az E_x energiának lényeges részét, akkor a gerjesztési függvényt differenciális gerjesztési függvénynek nevezzük; míg „vastag” réteg alkalmazása esetén kapjuk az ún. integrális gerjesztési függvényt.

Az integrális gerjesztési függvényen egyes E_x energiaértékeknél lépcsőket, a differenciális gerjesztési függvényen pedig többé-kevésbé éles maximumokat, azaz a hatáskeresztmetszet ugrásszerű változásait tapasztalhatjuk. Ezen E_{xr} energiákat rezonancia energiáknak nevezzük és magát a jelenséget rezonanciának.

Egy adott E_{xr} rezonancia energiánál észlelve a kilépő részek E_{yi} energiáit, az előző 7/a pontban említett módon Q_i értékei meghatározhatók. Ezen Q_i értékek azonban azonosak lesznek a tetszőlegesen felvett, tehát nem rezonancia E_x esetén meghatározott Q_i értékekkel, azaz a végmag ugyanazon gerjesztett állapotaihoz vezetnek. A végmaghoz rendelhető γ -spektrum vonalainak energiái tehát függetlenek a bombázó részecske energiájának változtatásától.

A rezonancia jelensége tehát nem hoz új adatot a végmag gerjesztett állapotaira vonatkozólag, viszont a rezonancia a *közbenső mag* (C) vizsgálata szempontjából lényeges.

A gerjesztési függvények rezonancia jellege, azaz a hatáskeresztmetszet ugrásszerű változása arra utal, hogy a közbenső mag keletkezésének és a magfolyamat létrejöttének valószínűsége energia-függő.

Kézenfekvő, hogy ha a beeső részecske energiája olyan, hogy a kinetikus és a közbenső magbani kötési energiájának összege a közbenső mag egy saját gerjesztett szintjének energiájával egyenlő, akkor nagyobb a közbenső mag keletkezésének valószínűsége, mintha az energiák összege két saját nívó közé esik.

A közbenső mag energia-nívóit tehát a gerjesztési függvény rezonancia helyeiből, a bombázó részek E_{xr} rezonanciaenergiáiból határozhatjuk meg. Számításba kell azonban azt is venni, hogy a beeső részecske kinetikus energiájának egy része a közbenső mag meglökési kinetikus energiájára fordítódik (l. 1. ábra) és nem a gerjesztésre. A bombázó rész kinetikus energiájának (E_{xr}) azt a részét (E'_{xr}), amelyet a kötési energiához kell adni, hogy a gerjesztési energiát megkapjuk, a következőképpen lehet meghatározni:

Feltételezve, hogy az X céltárgy-mag nyugalomban volt, a bombázó rész sebessége v és a közbenső magé a meglökés után V , az impulzustétel alapján

$$V = v \frac{m_x}{M_c}.$$

A közbenső mag gerjesztésére a kinetikus energiák különbsége fordítódik.

$$E'_{xr} = \frac{1}{2} m_x v^2 - \frac{1}{2} M_c V^2 = \frac{1}{2} m_x v^2 \left(1 - \frac{m_x}{M_c}\right), \text{ azaz } E'_{xr} = E_x \frac{M_X}{M_X + m_x}.$$

(Ez, mint látjuk, nem más, mint az E_x laboratóriumi rendszerben mért energiának tömegközépponti rendszerbe való átszámítása.)

A közbenső mag gerjesztett nívójának energiáját tehát

$$E_{gerj} = E'_{xr} + E_{köt}$$

adja, ahol

$$E_{köt} = (M_X + m_x - M_c) c^2,$$

azaz a közbenső mag kialakulásában szereplő tömegek különbségéből származó kötési energia.

Mivel a közbenső mag energia-szintjei általában kvázistacionáriusak és Γ értékkel kiszélesedettek, a gerjesztett szint energiáját csak

$$E_{gerj} = E \pm \frac{1}{2} \Gamma$$

határozatlansággal állapíthatjuk meg.

Ha a gerjesztési függvényt olyan „vékony” rétegen vettük fel, hogy a bombázó rész energia szórásával nem kell számolnunk, akkor a gerjesztési függvényen Γ értékét a rezonancia-csúcs fél-magasságának szélessége (azaz a magasság feléhez tartozó energiakülönbség) adja.

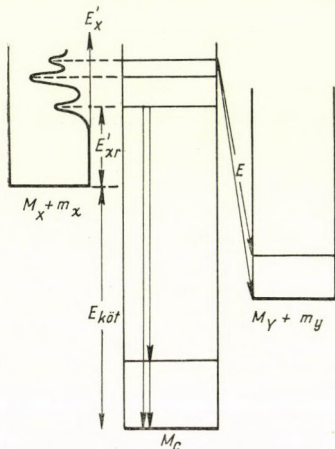
A magreakció gerjesztési függvényéből tehát a gerjesztett nívók energiáján kívül egyrészt Γ -t és ebből a közbenső mag élettartamát, másrészt a magfolyamat abszolút hatáskeresztmetszetét állapíthatjuk meg.

Rezonancia magreakciók energia-viszonyait termsémán (l. 4. ábra) a következőképpen ábrázolhatjuk: a közbenső mag alap energia-szintjétől felmérjük a bombázó rész közbenső magbani kötési energiáját, majd ezen szinttől, mint alapszinttől az energia-tengelyen a bombázó részek energiáját tüntetjük fel (az energiát tömegközépponti rendszerbe átszámolva). Az egyes E'_{xr} rezonancia-energiák a közbenső mag gerjesztett állapotait határozzák meg.

A term-sémában szokásos az energia-tengelyen a gerjesztési függvény lefutását is feltüntetni. (A gerjesztési függvényen kezdeti exponenciális emelkedést tapasztalunk a magtöltés elektrosztatikus befolyása miatt, ha a magreakciót töltött bombázó résszel hozzuk létre.)

A közbenső mag gerjesztett állapotait (ugyancsak a gerjesztési függvény felvétele alapján) a *rugalmas szórás* vizsgálatával is meghatározhatjuk, ti. a közbenső mag bomlásának egy mindig lehetséges módja a bombázóval azonos részecskének a kibocsátása.

Végül megemlítem, hogy egy közbenső mag energia-nívóit *részecske befogás* útján is meghatározhatjuk. Lehetséges ugyanis, hogy a közbenső mag közvetlenül γ -sugárzás kibocsátásával tér vissza alapállapotába, vagy egy



4. ábra. Közbenső mag gerjesztett nivóinak megállapítása a gerjesztési függvény rezonancia helyeiből

alacsonyabban fekvő gerjesztett állapotába (kaskád átmenet) (l. 4. ábra). Ilyen esetben beszélünk részecske befogásról. Ekkor tehát közvetlenül a kibocsátott γ -sugárzás *energia-spektrumának mérése alapján határozhatjuk meg a közbenső mag gerjesztett nivóit.*

Könnyű magok esetén egy virtuális gerjesztett állapotból nagyobb a nukleon emisszió-
nak a valószínűsége, mint a γ -sugárzásnak, így a végmaghoz tartozó γ intenzitás-szint általában nagyobb, mint a közbenső maghoz tartozó. Csak abban az esetben lesz nagy a közbenső mag γ -sugárzásának hozama, ha a nukleon kibocsátás kis valószínűségű, vagy tiltott. (A rugalmas szórás természetesen sohasem tiltott.)

c) A céltárgy mag gerjesztett állapotainak vizsgálata

Rugalmatlan szórási folyamatoknál a magreakció végterméke azonos a céltárgy maggal, így a végmag gerjesztett állapotainak meghatározására vonatkozó megállapításaink ebben az esetben is alkalmazhatóak: a végmag (jelen esetben a céltárgy mag) gerjesztett állapotait a szórt részecske csoportok energiáiból megállapítható Q értékek révén, vagy a reakcióból eredő γ -sugarak energia spektruma alapján határozhatjuk meg.

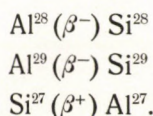
Végül megemlítem, hogy a céltárgy-mag gerjesztett állapotainak vizsgálata történhet az ún. „*Coulomb-gerjesztés*” révén is. Ha atommagokat Coulomb-gátjukhoz képest kis energiájú töltött részecskékkel bombázunk, közbenső mag keletkezése nélkül is létrejöhet γ -sugárzás. Ebben az esetben a bombázó rész időtől függő elektromágneses terének és a mag töltésének kölcsönhatásaképpen gerjesztődik a mag.

II. Magnéziumon alfa-sugarakkal létrehozott magfolyamatok irodalma

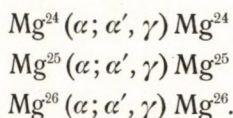
A természetes Mg ($Z = 12$) három izotóp keveréke ($A = 24, 25$ és 26), amelyek relatív gyakorisága 78,60%; 10,11% és 11,29% [15]. Alfa-sugarakkal való bombázás elvileg a következő magfolyamatokhoz vezethet:



A fenti folyamatok végtermékeiként keletkező Al^{28} , Al^{29} , ill. Si^{27} izotópok (fent *-gal jelölve) radioaktívak, amelyek β^- , ill. β^+ -bomlással Si^{28} , Si^{29} , ill. Al^{27} stabil izotóppokká alakulnak:



Fenti folyamatokon kívül fennáll még a rugalmas, ill. rugalmatlan szóródás esete is:



A felsorolt 12 folyamat közül 11 esetben felléphet γ -sugárzás a magreakció kísérőjeként (a $\text{Si}^{27}(\beta^+) \text{Al}^{27}$ pozitron-bomlásánál nem észleltek mag eredetű γ -sugárzást [16]).

Az alábbiakban összefoglaljuk azokat az eredményeket, amelyeket a Mg-nak α -sugárzás hatására bekövetkező magfolyamatainál előző kutatók tapasztaltak. Először röviden áttekintjük azokat az eredményeket, amelyeket a magfolyamatokat kísérő korpuszkuláris sugárzások (p, n, β^-, β^+ és α) észlelése révén nyertek, majd részletesen tárgyaljuk a magfolyamatokat kísérő γ -sugárzásra vonatkozó eddigi vizsgálatokat és eredményeket.

A Mg-on 1930-ig végzett, általában kevés kiértékelhető adatot tartalmazó munkák teljes irodalma [17]-ben található, ezeket túlhaladott voltuk miatt nem tárgyaljuk.

1. A $\text{Mg}(\alpha, p) \text{Al}$ folyamat vizsgálata a kilépő protonok mérése alapján

H. Klarmann (1934) [18] Po α -sugaraival bombázott természetes Mg-ot. 3,2; 5,2; 4,9 és 5,3 MeV α -energiáknál 4 proton-csoportot talált, de a Mg mindhárom stabil izotópjának jelenléte miatt eredményeiből következtetést nem tudott levonni.

Duncanson és Miller (1934) [19] RaC' α -sugaraival bombázva 3 proton-csoportot talált, amelyek közül 2 intenzív és rövid hatótávolságú, egy pedig gyenge és hosszú hatótávolságú volt. A 3 proton-csoporthoz megállapította a Q -értékeket: $-1,05$; $-1,82$ és $-2,87$ MeV. Az első adatot a Mg^{25} izotóphoz, a másik kettőt a Mg^{24} izotóphoz rendelte. *Haxel* (1935) [20] mérései megerősítették a Q értékekre vonatkozó adatokat; *Haxel* mindhárom proton-csoportot a Mg^{24} izotóphoz rendelte és az Al^{27} gerjesztett állapotaira $0,8$ és $1,7$ MeV-et állapított meg.

Újabb (1952) *Kaufmann* és munkatársai [21] végeztek méréseket (α, p) típusú magátalakuláson. Mivel — mint az előzőekből is láthattuk — a természetes Mg izotóp-keverék alkalmazása nagyon bonyolulttá teszi a kiértékelést, szeparált Mg^{24} izotóppal előállított céltárgyon végeztek méréseket. Az α -részeket mesterségesen gyorsították elektrosztatikus generátorral, a protonok energiáit mágneses analizátorral mérték. Felvették a folyamat gerjesztési függvényét is $2,7$ – $3,3$ MeV α -energiaintervallumban. Hét különböző α -energiánál találtak rezonanciát, amelyekből a Si^{28} közbenső mag hét gerjesztett állapotát határozták meg. Rendkívül pontosan megállapították a folyamat Q_0 értékét az $\text{Al}^{27}(p, \alpha)\text{Mg}^{24}$ inverz reakció vizsgálata segítségével és méréseikből $Q = -1,613 \pm 0,010$ MeV érték adódott.

Ugyancsak szeparált Mg izotópokon végzett méréseket *Graetzer és Robbins* is 1957-ben [22]. Ciklotronban gyorsított 8 MeV-es monoenergetikus α -részekkel bombáztak szeparált Mg^{24} , Mg^{25} és Mg^{26} izotópokat. A céltárgy réteget vákuum-párologatással állították elő. A kilépő protoncsoportok energiáját proporcionális számlálóval mérték. Az Al^{27} végmagnak 4 gerjesztett állapotát ($0,85$; $1,06$; $2,17$ és $2,64$ MeV-nál), az Al^{28} magnak 5 gerjesztett állapotát ($1,00$; $1,57$; $2,18$; $2,54$ és $2,96$ MeV-nál), míg az Al^{29} magnak $1,69$ MeV-os lehetséges, de bizonytalan gerjesztett állapotát határozták meg. A 3 izotóp esetén az (α, p) folyamatok Q -értékeire $-1,594$; $-1,29$; ill. $-2,90$ MeV értéket használtak (I. VIII. táblázat).

2. A $\text{Mg}(\alpha, p)\text{Al}$ folyamat vizsgálata a β -emisszió mérése alapján

A mesterséges radioaktivitás 1934-ben történt felfedezése [72] után hamarosan felismerték, hogy az Al^{28} , ill. Al^{29} atommagok radioaktívak, és β^- emisszióval bomlanak. Felezési idejük: $T_{\text{Al}^{28}} = 2,31$ min [23], ill. $T_{\text{Al}^{29}} = 6,52$ min [24] (a legutóbbi mérési adatok szerint). A felezési idők ezen különbözősége révén a $\text{Mg}^{25}(\alpha, p)\text{Al}^{28}$, ill. a $\text{Mg}^{26}(\alpha, p)\text{Al}^{29}$ magfolyamatok az emittált β^- -sugárzás mérése útján szétválasztva vizsgálhatók.

Ilyen módszerrel végezték vizsgálataikat *Alihanov és társai* (1935) [25], *Fahlenbrach* (1935) [26], *Chang és Szalay* (1937) [27], *Meye* (1937) [28],

Eckardt (1935) [29], valamint *Ellis* (1936) [30]. Mérőmódszereik, ill. méréseik geometriája azonban nem adtak többre lehetőséget, mint hogy a folyamat felléptét egyáltalán kimutassák, ill. a gerjesztési függvény egyes szakaszait kimérjék. Méréseik nem érték el azt a pontosságot, hogy azokból mai követelmények szerinti mag-adatok megállapítása is lehetséges legyen.

1948-ban *Szalay* és *Csongor* [31] olyan módon végezték el a $\text{Mg}^{25}(\alpha, p)\text{Al}^{28}$ magfolyamat vizsgálatát, hogy a jobb geometria biztosítására pontszerű Po forrást készítettek és rövid ideig (6'-ig) tartó besugárzások után ugyanilyen rövid ideig mérték a β^- emissziót. A rövid aktiválási és mérési idők révén a mért aktivitás gyakorlatilag az Al^{28} izotóphoz volt rendelhető és az Al^{29} bomlásából származó hosszú felezési idejű komponens csak egy csekély korrekciót adott. A szerzők az Al^{28} β^- bomlásából származó aktivitást mérve vették fel a folyamat gerjesztési függvényét. A gerjesztési függvény azonban nem mutatott éles rezonanciákat, így gerjesztett állapotok energiájának megállapítása nem volt lehetséges, de meghatározták a folyamat hatásfokát: $0,24 \text{ p}/10^7 \alpha$ -rész (5,3 MeV Po- α energiára és 1 mm levegőekvivalens rétegvastagságra átszámolva), ill. az integrális hatásfokot (vastag rétegre): $1,4 \text{ p}/10^7 \alpha$ rész.

3. A $\text{Mg}(\alpha, n)\text{Si}$ folyamat vizsgálata

A neutron-emisszióval járó magfolyamatokra vonatkozólag sokkal kevesebb vizsgálat történt, mint a proton-emisszióra.

Az első eredményeket a neutron-emisszió után visszamaradó mesterséges radioaktív Si^{27} mag β^+ bomlásának kimutatásával nyerték. *Alihanov* és munkatársai [25] a pozitronok észleléséből következtetnek a neutron-emisszióval járó magfolyamat lehetőségére. *Fahlenbrach* [26] (1935), valamint *Ellis* és *Henderson* (1936) [30] szintén a pozitron-emisszió észlelése alapján felveszi a $\text{Mg}^{24}(\alpha, n)\text{Si}^{27}$ folyamat gerjesztési függvényét és két α -energiánál állapít meg rezonancia helyet.

Természetes izotóp-keveréken — a neutronok detektálásával vette fel gerjesztési függvényt *Halpern* (1949) [32], ill. *Nagy János*, Debrecenben (1953) [33]. Bombázásra a Po α -sugarait használták. A gerjesztési függvényen *Halpern* egyáltalán nem állapított meg rezonancia helyet; *Nagy* pedig 4,53 és 4,8 MeV α -energiáknál mutatott ki rezonanciát. Meghatározták a neutron-emisszió hatásfokát: $1,5 \text{ n}/10^7 \alpha$ -rész, ill. $0,7 \text{ n}/10^7 \alpha$ -rész (1 mm levegő ekvivalens rétegvastagságra és 5,3 MeV α -energiára). Az integrális hatásfok (vastag rétegre) *Nagy J.* mérései alapján $3,7 \text{ n}/10^7 \alpha$ -rész.

4. Az α -részek rugalmas, ill. rugalmatlan szórásának vizsgálata

Az α -részek rugalmas szórását *Kaufmann* [21] vizsgálta (1952) Mg^{24} szeparált izotópon, a kilépő α -részek energiáját mágnesesen analizálva. Egyes bombázó α -energiáknál rezonanciát tapasztalt (2,83; 2,93 és 3,00 MeV-nél), amiből a Si^{28} közbenső mag gerjesztett állapotait határozta meg.

Gugelot és *Rickey* (1956) [34] 42 MeV-es monochromatikus α -nyalábbal bombáztak Mg^{24} céltárgyat és a Mg^{24} mag 1,37 MeV-os gerjesztett állapotát észlelték.

5. Mg-on α -részekkel létrehozott magfolyamatokat kísérő γ -sugárzásnak a vizsgálata

Atommag átalakításokat kísérő γ -sugárzást első ízben *Bothe* és *Becker* észleltek 1930-ban [4]. Po α -sugaraival bombáztak több könnyű atommagot és Li, Be, B, F, Mg és Al esetén különböző hatásfokú γ -sugárzást tapasztaltak. Mg esetén igen gyengének találták a sugárzást (a hatásfok 1 γ kvantum/ 10^6 α -rész volt).

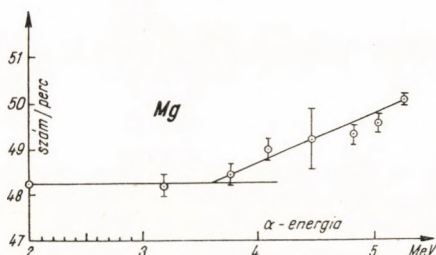
1932-ben *Webster* [35] ugyancsak Po- α -sugaraival bombázva néhány könnyű elemet, a Li, Be, B, F, Na, Mg és Al esetén tapasztalt γ -sugárzást és ólomban való abszorpcióval a γ -sugárzás energiáját is meghatározta. Mg esetén 5,0 MeV-es kvantum-energiát mért. *Webster* eredményei azonban nem értékelhetők, mert méréseikor még sem a neutron, sem a párképződéssel járó abszorpció nem voltak ismeretesek.

Webster méréseivel szemben *Savel* (1935) [36] Po α -sugarakkal bombázott Mg esetén 0,5 MeV-es γ kvantumenergiát mért abszorpcióval. *Savel* felteszi, hogy a γ -sugárzás a magfolyamatban észlelt neutron sugárzás kísérője is lehet.

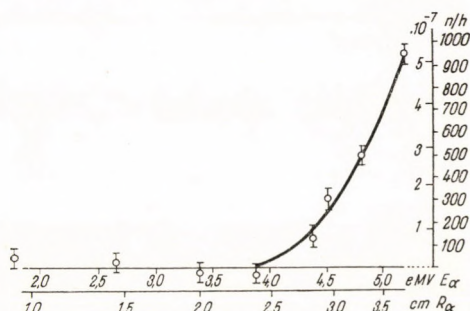
Alihanov és társai (1935) idézett munkájában [25] szintén találunk utalást γ -sugárzás jelenlétére Mg esetén.

1940-ben *Szalay* [37], majd 1948-ban *H. Slätis* [38], valamint *Szalay* és *Csongor* [31] Po α -sugaraival bombáztak természetes Mg izotóp-keveréket. Mindhárom szerző felvette a magátalakulásokat kísérő γ -sugárzás mérésével a gerjesztési függvényt (a sugárzás kimutatása G. M. számlálócsővel történt). *Szalay* és *Csongor* a sugárzás integrális hatásfokát (vastag rétegre) 5,2 γ kvantum/ 10^7 α -résznek találták, aminek 1 γ -kvantum/ 10^7 α -rész felel meg 1 mm levegő ekvivalens rétegvastagságra és 5,3 MeV α -energiára átszámolva. A rendkívül kicsiny hatásfokú sugárzás kimutatását igen megnehezítette az a körülmény, hogy a sugárforrásul használt Po preparátum saját γ -sugárzásának hatásfoka (1,06 γ -kvantum/ 10^6 α -rész [39]) sokkal nagyobb a mérendő γ -sugár-

zás intenzitásánál. Ezen nagy alapeffektus, valamint a G. M. számlálócsöveknek a γ -sugárzással szembeni rossz hatásfoka miatt a gerjesztési függvénynek csak néhány pontját tudták kimérni és azon rezonancia a statisztikai hiba nagy volta miatt nem volt megállapítható. (5. és 6. ábra.)



5. ábra. Mg-on Po α -sugaraival létrehozott magátalakulásokat kísérő γ -sugárzás gerjesztési függvénye. (H. Slätis [38])



6. ábra. Vastag Mg-rétegen Po α -sugaraival létrehozott magátalakulásokat kísérő γ -sugárzás gerjesztési függvénye. (Szalay és Csongor [31])

Szalay és Csongor mérték a γ -sugárzás keménységét is [31] ólomban való abszorpcióval és azt 3 MeV körüli értékre becsülték. Energetikai megfontolások alapján ezt a kemény γ -sugárzást a Mg^{25} (α, n) Si^{28} magfolyamat-hoz tartozónak vélik.

Pollard és Alburger [40] 1947-ben a sugárzás energiáját 3,2 MeV-nak mérték.

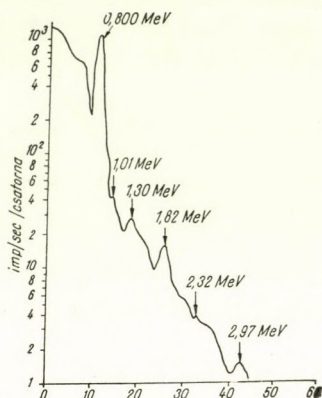
A mérést 1948-ban Alburger nagyobb pontossággal megismételte [41]. Ciklotronból nyert 7 MeV-os α -sugarakkal bombázott természetes Mg céltárgyat és a keletkező γ -kvantumok által kiváltott Compton-elektronok energiáját mérte. Ilyen módon két komponenst mutatott ki a γ -sugárzásban, amelyek energiáját 1,8 MeV és 4,3 MeV-nak határozta meg. A sugárzás eredetére vonatkozólag is végez megfontolásokat: Haxel munkája alapján az 1,8 MeV-os sugárzást a proton-emisszió kísérőjeként feltételezi, a 4,3 MeV-os γ -kvantumot a neutron-emissziós folyamatok valamelyikéhez rendeli.

A szcintillációs γ -spektrométerek kifejlesztése után Breen és Hertz (1955) [42], majd Nemilov és Piszarevskij (1957) [43] vették fel a γ -sugárzás spektrumát, természetes Mg-ot bombázva Po α -sugaraival. (7. és 8. ábra.)

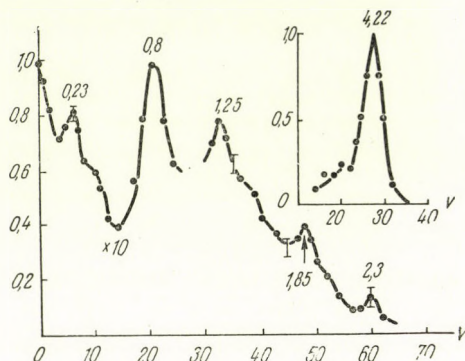
Breen és Hertz a γ -spektrumban 6 vonalat talált: 4 éles csúcsot 0,8; 1,30; 1,82 és 2,97 MeV-nál; egy gyengét 1,01 MeV-nál és egy lehetségeset 2,32 MeV-nál.

Nemilov és munkatársa 0,23; 0,8; 1,25; 1,85; 2,3 és 4,2 MeV-nál állapított meg γ vonalakat.

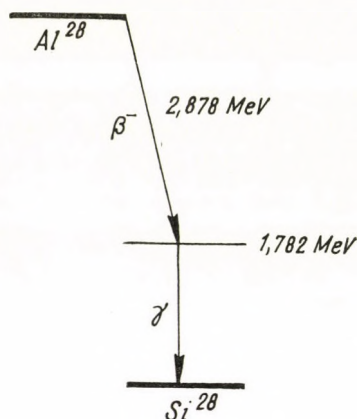
Mindkét szerző megkísérelte a vonalaknak magfolyamatokhoz rendelését: az 1,3 és 2,3 MeV-os vonalak a proton-emisszió után visszamaradó Al^{29} mesterséges radioaktív izotóp β -bomlásához rendelték; míg a tapasztalt 1,85 MeV-os γ -sugárzást mindkét szerző az Al^{28} mesterséges radioaktív izotóp β -bomlásának kísérőjeként feltételezte. Ezen β -bomlások ugyanis a legújabb vizsgálatok szerint a következő term-sémával ábrázolhatók (9. és 10. ábra):



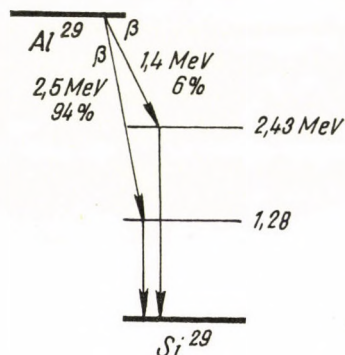
7. ábra. Természetes Mg izotóp-keveréken Po α -sugaraival létrehozott magátalakulásokat kísérő γ -sugárzás spektruma (Breen és Hertz [42])



8. ábra. Természetes Mg izotóp-keveréken Po α -sugaraival létrehozott magátalakulásokat kísérő γ -sugárzás spektruma (Nemilov és Piszarevskij [43])



9. ábra. Al^{28} izotóp β -bomlásának term-sémája [46], [47]



10. ábra. Al^{29} izotóp β -bomlásának term-sémája [24], [44], [45]



Az észlelt 0,8 MeV-os vonal a Po saját γ -sugárzása [48]. Mivel a szerzők céltárgyként természetes Mg izotóp-keveréket használtak, bizonytalan az 1,01 MeV-os, 2,97 MeV-os, ill. a 4,2 MeV-os vonalak hovárendelése. Breen és Hertz

a 2,97 MeV-os vonalat egy 4 MeV-os γ vonal pár-csúcsaként értelmezték és azt Szalay és Csongor megfontolásaira [31] támaszkodva a $\text{Mg}^{25}(\alpha, n)\text{Si}^{28}$ magfolyamathoz rendelték. Nemilov és munkatársa az általuk mért 4,2 MeV-os γ -kvantumot vagylagosan a $\text{Mg}^{25}(\alpha, n)\text{Si}^{28}$, ill. $\text{Mg}^{26}(\alpha, n)\text{Si}^{29}$ magfolyamatok valamelyikének kísérőjeként feltételezik.

A Mg-on α -részekkel létrehozott magfolyamatokat kísérő γ -sugárzásra vonatkozó irodalmi adatokat, mivel ezen γ -sugárzás vizsgálata képezi jelen dolgozat tárgyát, az I. táblázatban összesítjük a könnyebb áttekinthetőség végett.

I. TÁBLÁZAT

Mg-on α -részekkel létrehozott magfolyamatokat kísérő γ -sugárzásra vonatkozó vizsgálatok

Szerző	Év	Sugárforrás	Gerjesztési függvény	E_γ MeV	Hatásfok	Sugárzás eredete
Bothe—Becker	1930	Po	—	—	$1\gamma/10^6\alpha$	—
Webster	1932	Po	—	5,0	—	—
Savel	1935	Po	—	0,5	—	n emissz.
Slätis	1948	Po		—	—	—
Szalay—Csongor	1948	Po		3	$5\gamma \cdot 10^7\alpha$	$\text{Mg}^{25}(\alpha, n)\text{Si}^{28}$
Pollard—Alburger	1947	Po	—	3,2	—	—
Alburger	1948	7 MeV	—	1,8; 4,3	—	—
Breen—Hertz	1955	Po	—	—	0,8; 1,0; 1,3; 1,82; 2,3; 2,9	—
Nemilov és Piszarevskij	1957	Po	—	—	0,23; 0,8; 1,25; 1,85; 2,3; 4,2	—

Fentiekből nyilvánvalóan kitűnik, hogy 1. a γ -sugárzás gerjesztési függvényének felvétele nem történt meg eddig kielégítő pontossággal; 2. a γ -sugárzás spektrális összetételére vonatkozó kísérleti adatok (E_γ) teljesen ellentmondóak; és 3. a γ -sugárzás eredete egy ma még nem tisztázott kérdés és ennek eldöntése az eddigi kísérleti adatok alapján nem is lehetséges.

MÁSODIK RÉSZ

A szerző saját vizsgálatait szétválasztott Mg^{24} , Mg^{25} , Mg^{26} izotópokon Po α -sugaraival létrehozott magfolyamatokat kísérő γ -sugárzásra vonatkozólag

I. Célkitűzés

Mint a megelőző vizsgálatokból (1. II/5. pont) látható, a Mg-on α -sugarakkal létrehozott magátalakításokat kísérő γ -sugárzásra vonatkozó eddigi kísérleti eredmények nem kielégítőek, mert 1. az eddig felvett gerjesztési függ-

vények nem eléggé pontosak ahhoz, hogy azokból a közbenső mag gerjesztett állapotaira következtetést lehessen levonni; 2. pontatlanok és ellentmondóak a γ -sugárzás spektrumára vonatkozó mérési adatok és 3. a γ -sugárzás eredetére nézve csak feltevések vannak, számos ellentmondással, döntő kísérleti bizonyíték nélkül.

Az eddig végzett vizsgálatok tehát egyrészt pontatlanok, másrészt határozatlanok.

A mérések pontatlanságának főoka az, hogy a γ -sugárzás vizsgálatát főként G. M. számlálócsővel végezték és ismeretes a G. M. csöveknek a γ -sugárzással szembeni rossz hatásfoka. Az utóbbi évtizedben kifejlesztett szcintillációs számlálási módszer érzékenysége nagyságrendekkel jobb a G. M. számlálócsőénél, így az ediginél pontosabb mérések elvégzését teszi lehetővé. Ezen számlálási technika azzal az előnnyel is rendelkezik a G. M. csővel szemben, hogy ennek alkalmazása révén módunkban van a Po zavaró γ -sugárzását kiszűrni.

Az eddigi vizsgálatok határozatlansága viszont annak tulajdonítható, hogy a méréseket a Mg természetes izotóp keverékén végezték. Egyszerűbbé lehetne tenni a γ -sugárzásnak valamely magfolyamathoz rendelését, ha a folyamatok vizsgálatát szeparált Mg izotópokon lehetne elvégezni. Ilyen vizsgálatok ezen γ -sugárzásra vonatkozólag az eddigi irodalomból nem ismeretesek.

Célkitűzés:

A szerző vizsgálatai arra irányulnak, hogy szétválasztott (szeparált) Mg izotópoknak Po α -sugarakkal való bombázását kísérő γ -sugárzás gerjesztési függvényét és a γ -sugárzás energia-spektrumát meghatározza, valamint a γ -sugárzás eredetére következtetéseket vonjon le.

II. Mérőberendezés

A célkitűzésnek megfelelően olyan mérőberendezést kellett összeállítani, amely alkalmas egyrészt a magfolyamatot kísérő γ -sugárzás gerjesztési függvényének felvételére, másrészt a γ -sugárzás energia-spektrumának vizsgálatára.

A mérőberendezést részleteiben az alábbiakban ismertetem.

1. Sugárforrás

A magreakció létrehozásához Szalay Sándor az általa kidolgozott eljárással [49] volt szíves a Po^{210} α -sugárforrást elkészíteni. A forrás pontszerűségét biztosítandó, a Po-t egy 3 mm átmérőjű, gondosan polírozott Pt—Ir

korongra szublimálta át. Ezzel igen nagy tisztaságú, homogén α -sugárzást kibocsátó, pontszerű sugárforrást kaptunk. A preparátum erőssége abszolút α -részecske számlálás alapján a mérés kezdetekor 38,7 mC volt.

2. Besugárzó kamra a gerjesztési függvény felvételéhez

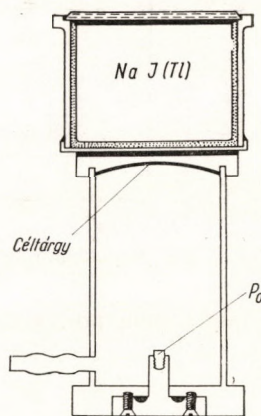
Ahhoz, hogy a gerjesztési függvényen jó feloldást érjünk el (azaz éles rezonanciákat kapjunk) biztosítanunk kellett a bombázó α -részek energia-homogenitását. Az energiában inhomogenitást okozhat egyrészt a céltárgy véges réteg-vastagsága, másrészt az, ha a preparátum különböző pontjaiból kiinduló bombázó α -részek különböző hosszú úton érik el a céltárgy különböző pontjait (geometriai szórás 1. II/6. pont).

Fenti szempontok miatt egyrészt „vékony” Mg réteget alkalmaztunk (előállítására a szerző által kidolgozott eljárást l. a köv. II/4. pont alatt), másrészt a besugárzó kamrát olyan geometriával képeztük ki, hogy lehetőleg energia-homogén α -sugárzás érkezzék a Mg réteghez.

A Mg réteget egy rozsdamentes acélból készült konkáv gömb-felületre vittük fel. Ennek görbületi középpontjába került a közel pontszerű Po preparátum (11. ábra). A göombsüveg átmérőjének és görbületi sugarának megválasztásánál a következő szempontokra kellett tekintettel lennünk:

a) A göombsüveget — mivel ez a tulajdonképpeni γ forrás — a szcintilláló kristályhoz kellett illeszteni, így a göombsüveg átmérőjét a kristály méretei szabták meg. A rendelkezésre álló kristály átmérője 40 mm volt, a céltárgy átmérőjét 32 mm-re választottuk.

b) A vékony Mg réteg alkalmazása és a γ -emiszió rossz hatásfoka miatt alacsony intenzitás szint volt várható. A mérés statisztikai hibájának csökkentése miatt az intenzitás szintet lehetőleg emelnünk kellett. Ezért arra kellett törekednünk, hogy a Po α -sugarainak minél nagyobb térszögbe kilépő részét kihasználjuk a magfolyamat létrehozásához. Nagy térszög-kihasználás (optimális esetben 2π) a céltárgy kis görbületi sugarú kiképzése esetén lehetséges. Egy ilyen félgömb alakú céltárgy alkalmazása esetén azonban a Po preparátum véges kiterjedése rontja a feloldóképességet a gerjesztési függvény felvételénél, mert a preparátum szélső pontjairól kiinduló α -sugarak útkülönbsége az α -sugárzás energiájában inhomogenitást okoz. Nagyobb görbületi sugar esetén az inhomogenitásból eredő hiba természetesen csökken, de az átmérő adott lévén, ez egyben a kihasznált térszög, azaz a sugárzás intenzitásának csökkenésére vezet.

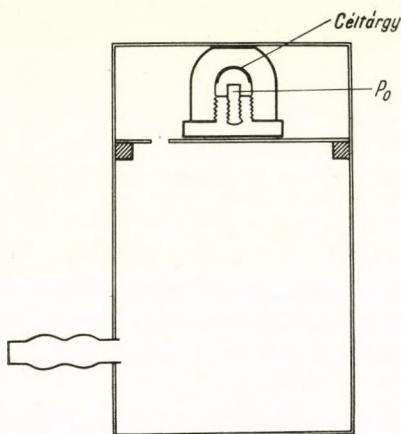


11. ábra. Besugárzó kamra a gerjesztési függvény felvételéhez

Fenti egymással ellentétes követelmények kielégítésére 32 mm átmérőjű céltárgy alkalmazása esetén 50 mm-es görbületi sugarat választottunk (a gömb-süveg magassága 2,8 mm). Ilyen geometriai viszonyok mellett a teljes 4π térszögnek 1/35,7-ed részét használtuk ki. (11. ábra.)

3. Besugárzó kamra a γ -spektrum felvételéhez

A γ -sugárzás energia-spektrumának felvételénél nem volt célunk a γ -spektrumnak az α -részek energiája függvényében való vizsgálata, ezért nem is volt szükséges az α -sugárzás homogenitásának biztosítása. Ez utóbbi mérési feltétel viszont lehetővé tette egyrészt „vastag” Mg réteg alkalmazását,



12. ábra. Besugárzó kamra a γ -spektrum felvételéhez

másrészt a 2π térszög kihasználását. Ezen tényezők végső fokon a magfolyamatból eredő γ -sugárzás intenzitás szintjének emeléséhez vezettek (l. előző 2. b) pont). A besugárzó kamra kivitelezését a 12. ábra tünteti fel.

A vastag Mg réteget egy 3 mm sugarú rozsdamentes acél félgömb belső felületére vittük fel (előállítást l. a köv. II/4. pont), így a teljes 2π térszögbe kilépő γ -sugarakat kihasználtuk a magfolyamat létrehozásához. (A berendezés ebben a formájában természetesen nem alkalmas a gerjesztési függvény felvételére.)

A besugárzó kamrákban olyan — általában nagy atomsúlyú anyagokat alkalmaztunk, amelyek a Po α -sugaraival magfolyamatot nem adnak (sárgaréz, ill. rozsdamentes acél).

4. Céltárgy (target) készítése

A természetes Mg három stabil izotópnak, a Mg^{24} , Mg^{25} és Mg^{26} izotópoknak 78,6%; 10,11% és 11,29%-os arányban előforduló keveréke. Célkitűzésünk megvalósítása érdekében első feladatunk az volt, hogy szeparált Mg izotópból céltárgyat készítsünk.

Az elektromágnesesen szeparált Mg izotópokat néhány mg-os tételben Harwellből szereztük be por alakú MgO formájában. Az egyes izotópok tisztaságát az „Atomic Energy Research Establishment (Electromagnetic Separation Group) Harwell” a II. táblázatban feltüntetett adatok szerint garantálja.

Mivel a szeparált Mg izotópokat MgO formájában hozzák forgalomba, az utóbbi években többen kísérleteztek azzal céltárgy készítése céljából, hogy a szeparált Mg izotópokat vékony egyenletes rétegben fémfelületre — mint hátlapra — vigyék fel. Kémiai módszert alkalmazott *Toms* és munkatársa (1951) [50], aki a Mg réteget a MgO-nak Al-mal való redukciója révén állí-

totta elő; *Mooring* és munkatársai (1951) [51] pedig a rendelkezésre MgO-ot előbb Mg halogeniddé (MgF_2) alakították át, majd 1400° C-on való vákuumpárolgatással állították elő a céltárgyat. E módszereknél azonban olyan izotópokkal hígul a Mg, amelyek α -részekkel való bom-

II. TÁBLÁZAT

Az egyes Mg izotópok %-os előfordulása az egyes céltárgyakban

Céltárgy	Mg ²⁴	Mg ²⁵	Mg ²⁶
Mg ²⁴ O	99,9 %	—	—
Mg ²⁵ O	3,22%	95,8 %	1,02%
Mg ²⁶ O	1,45%	0,44%	98,01%

bázás esetén zavaró, idegen magfolyamatokhoz vezetnek.

Vékony rétegek előállítására szokásos módszer a vákuumpárolgatás. A MgO-ot azonban magas olvadáspontja miatt 3000 C°-ig kell hevíteni a párolgatáshoz és szükségszerűen nagy az anyagvesztés. (Ilyen módon állítottak elő céltárgyat *Graetzer* és *Robbins* [22], valamint *Russel* és munkatársai [52].)

A szerző vizsgálatainak lezárása után jelent meg *Browne* (1959) [70] közleménye, aki részletesen tárgyalja, milyen hosszas kísérletezésre volt szüksége ahhoz, hogy MgO-ból egyenletes, „vékony” céltárgyat állítson elő. Nem tudta megoldani a pyridinből való elektrolizálást, sem a MgO vákuumpárolgatását. Végül a MgO-ot ecetsavban oldva, majd cseppenként bepárolva állította elő a céltárgyat Ni hátlapon.

Mint látható, a szeparált Mg izotópból való céltárgy készítés várhatóan nem könnyű feladat, viszont e probléma megoldása kulcsát képezi egész célkützésünk megvalósíthatóságának.

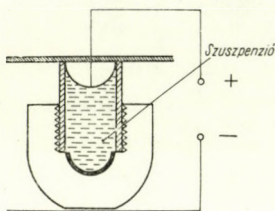
Mivel a költséges szeparált izotópból csak 5 mg-os mennyiségek álltak rendelkezésünkre, célunk volt olyan módszer kidolgozása [64], amelynek révén anyagvesztés nélkül, egyenletes rétegben és kötőanyag nélkül lehetséges a MgO-ot fémfelületre felvinni.

a) Vastag réteg előállítása

Az izzószál-gyártás technológiájában ismert eljárás [53], [54] az, hogy az izzószálat kataforetikus úton vonják be alkáli földfémek oxidjaival az emisszió-képesség növelésére. Mivel a Mg is az alkáli földfémek csoportjába

tartozik, kézenfekvő volt kataforézissel kísérni meg a MgO -nak a hátlapra való felvételét.

Mivel a céltárgyat a II/3. pontban megadott szempontoknak megfelelően egy 3 mm sugarú félgömbként kell előállítanunk, a hátlapot ilyen méretekkel készítettük el rozsdamentes acélból. Ez a fémfelület lesz a negatív elektróda a kataforézisnél. A bevonandó felület görbültsége miatt az ellenelektrodát ugyanilyen görbületűre képeztük ki, hogy a térerő egyenletes legyen. A félgömbhöz egy pontosan záró 8 mm magasságú plexi csövet illesztettünk, ebbe öntöttük a MgO -ot tartalmazó szuszpenziót. (A fémfelületnek csak a bevonandó része érintkezett a folyadékkal.) (13. ábra.)



13. ábra. MgO kataforetikus leválasztása

A MgO kataforetikus leválasztásához több organikus oldószert kipróbáltunk, végül is izobutil alkohol alkalmazása vezetett célhoz.

A MgO -ot achát dörzscsészében pár csepp izobutil alkohol hozzáadásával igen finom méretű szemcsékre porítottuk, majd megfelelő mennyiségű izobutil alkohollal az edénybe pipettáztuk.

A céltárgy hátlapját kapcsolva negatív pólusnak, pár száz volt és néhány mA kezdeti áramerősség mellett addig folytattuk a kataforézist, míg az áramerő 1 mA alá csökkent. 40'—60' elteltével cca 5% anyagvesztéssel az egész anyagmennyiség kivált.

A módszer egyenletes vékony céltárgy előállítására nem vált be, mert a kolloid szemcsék helyenként koaguláltak és így vastag réteget alkottak. — Viszont fenti módszerrel igen szép vastag réteget állítottunk elő egészen 2,2 cm levegőekvivalens ($3,2 \text{ mg/cm}^2$) vastagságig.

b) Vékony réteg előállítása

Alkáli és ritka földfémek organikus oldószerekből elektrolizálhatók [55], [56], [57]. *F. Ajzenberg* ezen módszer segítségével készített céltárgyat Li^6 szeparált izotópból [55]. Mivel az elektrolízissel tetszés szerinti vékony és egyenletes réteg állítható elő, ezen módszerrel kezdtünk kísérleteket.

Először is a rendelkezésre álló MgO -ot HCl hozzáadásával MgCl_2 -dá alakítottuk. Bepárlás és szárítás után a MgCl_2 -ot NaOH -ról desztillált pyridinben oldottuk és az elektrolizáló edénybe vittük. Hogy a céltárgy hátlapjául szolgáló fémfelületnek (amelyet a II/2. pontban megadott szempontoknak megfelelően egy 50 mm sugarú gömb 16 mm sugarú gömbsüvegeként képeztünk ki) csak a megfelelő részén történjék anyagkiválás, magát a hátlapot építettük be az elektrolizáló edény aljaul. (14. ábra.)

Az első kísérletekben rézet használtunk hátlapul, azonban ez az elektrolízis során bemaródott. Ezért a későbbiekben rozsdamentes acélt használtunk, ez volt a katód.

A fém aljzathoz az elektrolizáló üvegedényt hozzácsisoltuk és paraffinnal körülöntve tömítettük. (A paraffin pyridinben nem oldódik.)

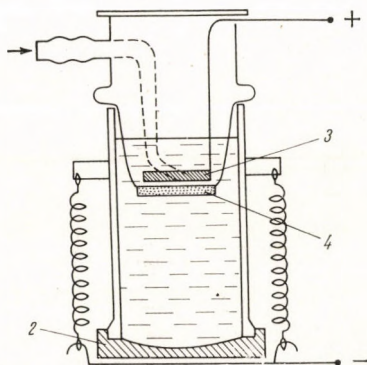
Anódul gyűrű alakban meghajlított Pt-t használtunk és aránylag nagyra választottuk az elektródák távolságát, hogy a térerő eloszlás és az anyagkiválás egyenletes legyen. A két elektródát porózus üvegfallal (Schott G2 szűrő) választottuk el. Az anódon keletkezett Cl_2 -t argon áramoltatással hajtottuk el. Az elektrolízis 1800 volt feszültség és $0,2 \text{ mA/cm}^2$ áramsűrűség mellett történt. Az elektrolit nagy ellenállása miatt hőfejlődést tapasztaltunk, úgy hogy erős légárammal kellett a hűtésről gondoskodnunk, nehogy a paraffin tömítés leolvadjon.

Az elektrolízissel a Mg gyakorlatilag kvantitatíve kinyerhető az elektrolitból. Sajnos — mint ez a katód barnás színeződéséből látszott — szerves anyag leválása is bekövetkezett, ami a rétegvastagságot megnövelte. Azonban kellő magas hőmérsékletre hevítéssel a réteget szerves anyag tartalmától megszabadíthatjuk. E célból a céltárgyat tégelykemencében cca 500°C -ig melegítettük és lassan kihűlni hagytuk. Az elektrolitikusan kivált fém ezen kezelés következtében MgO -dá alakul, de ez vizsgálatainkban nem zavar, csupán az a hátrány, hogy megnő a rétegnek az α -sugarakkal szembeni fékezési vastagsága.

Ilyen módon szép, egyenletes, cca $0,1 \text{ mg/cm}^2$ vastag réteget tudtunk előállítani.

A rétegvastagságot mindkét céltárgy készítési módszernél mérlegeléssel állapítottuk meg.

(Érdekes tapasztalatunk volt, hogy ha a vékony MgO réteg hosszabb ideig állt CO_2 légkörben, a réteg egy magfizikai szempontból vastag réteg tulajdonságait mutatta. A CO_2 hatására ugyanis MgCO_3 keletkezett, amely a réteg súlyát növelte. Azonban a céltárgyat 600°C -ig hevítve a karbonát újra oxiddá alakult és a réteg ismét eredeti tulajdonságaival rendelkezett.)



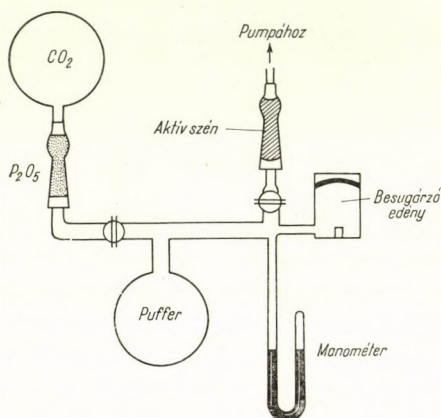
14. ábra Mg mikro-elektrokémiai leválasztása. 1. Argon, 2. katód, 3. Pt anód, 4. G 2 szűrő

5. Az α -sugarak energiájának változtatása fékezéssel

A besugárzó edényt egy vákuum-rendszerbe csatoltuk. A cca 10^{-3} Hgmm nyomású vákuumot duplex pumpával állítottuk elő, amely elé egy aktív szén-nel töltött csövet helyeztünk, hogy adszorpció révén csökkentsük a pumpának Po-val való szennyezését. Gondoskodás történt arról is, hogy a kipufogón keresztül távozó gázok ne szennyezzék a laboratóriumot. Erre vonatkozólag porszűrővel végeztünk kontroll-méréseket.

A Po preparátumból kilépő α -sugarak energiáját CO_2 gáz nyomásának a változtatásával állítottuk be a kívánt értékekre. A CO_2 gázt foszforpentoxid-dal szárítottuk és nyomását Hg-os manométerrel mértük.

Az α -sugarak energiájának változtatására szolgáló vákuum és gázbeeresztő rendszert a 15. ábra mutatja.



15. ábra. Az α -sugarak energiájának változtatására szolgáló vákuum és gázbeeresztő rendszer

6. A mérőberendezés feloldóképessége a gerjesztési függvény felvételénél

Egy vékony céltárgy alkalmazásával felvett, ún. differenciális gerjesztési függvényen csak akkor tudunk az adott mérőberendezéssel „éles” rezonanciákat megállapítani, ha a bombázó részek energiája homogén, azaz nincs energia-szórás.

A bombázó részek energia-szórásának növekedése a rezonanciacsúcs látszólagos kiszélesedésével és ellaposodásával jár. Ilyenképpen a *feloldóképesség mértékéül* vehetjük egy élvileg tökéletesen éles, de a készülék véges feloldóképessége miatt kiszélesedett rezonanciacsúcs fél-magasságához tartozó *teljes energia-különbséget* (ΔE). (Ezen adat fogja megszabni az energia meghatározás hibáját is.)

Mérőberendezésünkben az energia-szóródást okozó tényezők a következők:

- a céltárgy véges vastagsága;
- a Po preparátum véges kiterjedése (geometriai szórás);
- a bombázó részeknek a fékező gázon áthaladása közben létrejövő szóródás („natural straggling”).

a) A MgO céltárgy vastagsága mérlegeléssel megállapítva $(0,18 \pm 0,02)$ mg/cm², ami 1,2 mm levegő-ekvivalens rétegvastagságot jelent. (I. III/1.pont.) Mivel a bombázó α -részek átlagos hatótávolságát azzal a hatótávolsággal adjuk meg, amellyel az α -rész a fél rétegvastagság megtevése után rendelke-

zik (I. III/1. pont), a céltárgy véges vastagsága miatt a hatótávolság meghatározásában $\pm 0,6$ mm szórás léphet fel maximálisan.

Az α -részek energiája és hatótávolsága közötti összefüggést feltüntető grafikon [66] alapján a különböző bombázó α -energiáknál meghatároztuk a $\pm 0,6$ mm hatótávolság-változáshoz tartozó energia-szórást (ΔE_1). Az adatokat a III. táblázat első oszlopában adjuk.

III. TÁBLÁZAT

A mérőberendezés feloldóképeségét és a rezonancia-energia meghatározás pontosságát befolyásoló tényezők

$E_{\text{lab}} \text{ MeV}$	Energiaszórás Céltárgy vast. miatt $\Delta E_1 \text{ KeV}$	Geometriai szórás $\Delta E_2 \text{ KeV}$	Term. szóródás a fékező gázban $\Delta E_3 \text{ KeV}$	Feloldóképeség $\Delta E = \Delta E_1 + 2\Delta E_2 + 2\Delta E_3$ KeV
5,3	50	0	0	50
5,0	52,5	1	5	64,5
4,5	55	2,6	13	86,2
4,0	60	4,7	20	109,4
3,5	70	7	32	148
3,0	80	10	42	184

b) A Po preparátum véges kiterjedése miatt a preparátumnak csak a középső pontjából kiinduló α -sugarak érik el a gömbfelületként kiképzett céltárgyat pontosan egyforma út megtévése után. A preparátum széléről a céltárgy széleihez az α -sugarak különböző hosszú úton és így energia-különbséggel érkeznek. A preparátumot és a céltárgyat zónákra osztva geometriai megfontolásokkal meghatározható az úthossz szórása (geometriai szórás).

Meszner György e számításokat az adott geometriai körülményekre elvégezte és az α -sugarak úthosszára közelítőleg egy Gauss-eloszlást kapott. Az eloszlási függvény félmagasságához tartozó félszélességet vettük az úthossz szórásának.

A számítások alapján az α -részek fékezési úthosszának geometriai szórására $\pm 0,17$ mm adódott, amely adatot a fékező CO_2 gáz nyomása és fékezőképesége ismeretében cm levegőekvivalensbe számoltunk át. Az ezen hatótávolságnak megfelelő energiaszórást (ΔE_2) a III. táblázat második oszlopában tüntettük fel.

c) A preparátumból homogén energiával kilépő α -részek fékező anyagon (gázon) való áthaladása közben statisztikai okokból szóródási jelenségek („natural straggling”) lépnek fel. Ennek következtében a bombázó részek energiája nem lesz monochromatikus, hanem Gauss-eloszlást mutat. Adott levegőekvivalensű fékező rétegen való áthaladás esetén fellépő hatótávolság-szórást

(S) az $S = \pm \frac{1}{2} \alpha \sqrt{\pi}$ összefüggés alapján [69] határozhatjuk meg, ahol a különböző fékező rétegvastagságokhoz tartozó α értékek táblázatokban megtalálhatók [69].

Az α -részek fékezése közben létrejött energia-szórás (ΔE) a III. táblázat harmadik oszlopában tüntettük fel.

Berendezésünk feloldóképességét ezen energia-szórások szabják meg:

$$\Delta E = \Delta E_1 + 2\Delta E_2 + 2\Delta E_3$$

(a feloldóképesség meghatározásában a ΔE_2 és ΔE_3 energiaszórások, mint Gauss-görbék fél-szélességei, kétszeres súllyal szerepelnek).

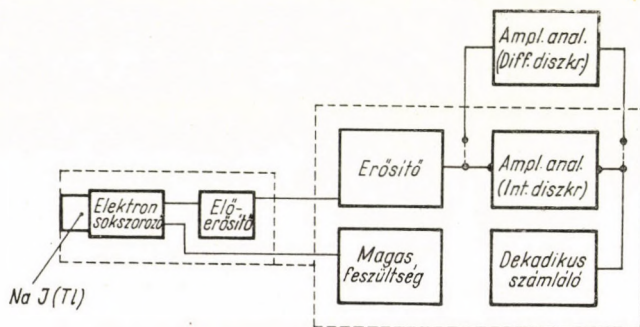
A ΔE energia-szórás a III. táblázat negyedik oszlopában tüntettük fel.

Mivel ezen energia-szórás az energia meghatározásának pontosságát is megszabja, a ΔE energia-szórás fele adja meg az egyes energia-értékek (pl. rezonancia energiák) mérési hibáját.

A mérőberendezés ezen véges feloldóképességét (ΔE), mint egy kiszélesedett rezonancia-hely félmagasságához tartozó teljes szélességet, a 21. és 22. ábra gerjesztési függvényeibe is berajzoltuk (az eloszlási függvény alakja önkényes). Láthatjuk, hogy csökkenő α -energiáknál romlik a feloldóképesség.

7. Szcintillációs számláló- és spektrométer

A magfolyamat során keletkező γ -kvantumok észlelése szcintillációs számlálóval történt. A számláló blokk-sémáját a 16. ábrán közöljük. (A szagatott vonallal körülhatárolt részek egybeépített egységeket jelentenek.)



16. ábra. A szcintillációs számláló és spektrométer blokk-sémája

Közvetlenül a céltárgyhoz, azaz a γ -sugárforráshoz illeszkedve helyezkedik el a NaJ(Tl) kristály, amely 40 mm átmérőjű, 30 mm magas, henger alakú. (Intézetünkben Máthé György növesztette és montírozta.) [58]. A NaJ(Tl)

kristály a γ -sugarakat abszorbeálja és a γ -kvantumokat szekundér elektronok közvetítésével (l. köv. II/9. pont) látható fénykvantumokká alakítja; majd a fényt egy RCA 5819-es elektronsokszorozó cső elektromos impulzussá változtatja.

Mivel a γ -sugárzás által a kristályban kiváltott foto-elektron energiája és ennek révén az elektronsokszorozóra jutó fénykvantumok száma arányos a γ -rész energiájával, az ú. n. „foto-csúcs”-hoz (l. II/9. pont) tartozó elektromos impulzus nagysága szintén arányos lesz a γ -kvantum energiájával.

Előerősítés után az elektromos impulzust egy cca 100-szoros erősítési tényezőjű széles sávú erősítővel erősítjük tovább. A kapott jel egy egy-csatornás amplitudó analízátorba jut (integrál, ill. differenciál diszkriminátor), majd az analízátor által szelektált jeleket dekadikus rendszerű alóosztással számoljuk [59], [60].

Integrál diszkriminátorral a beérkező jelek közül kiszelektálhatjuk azokat a jeleket, amelyek feszültség amplitudója a beállítható diszkriminációs (küszöb) feszültségnél nagyobb. Így integrál diszkriminátor használata esetén egy küszöb-energiánál nagyobb energiájú összes γ -kvantumot leszámoljuk.

Differenciál diszkriminátorral viszont egy feszültség intervallumot szelektálhatunk ki és az ennek megfelelő energia intervallumba tartozó γ -részeket számolhatjuk le. Így a γ -sugárzás spektrumát vehetjük fel. Az energia intervallumot a differenciál diszkriminátor csatorna-szélességével állíthatjuk be, ez méréseink során 2% volt [61].

A szcintillációs számláló és a 2%-os relatív csatorna-szélességű differenciál diszkriminátor leírását, az elektronikus körök részletes kapcsolási rajzaival, [59], [60], [61] munkákban találjuk. (Az elektronikus egységek tervezése, kifejlesztése Máthé György munkája.)

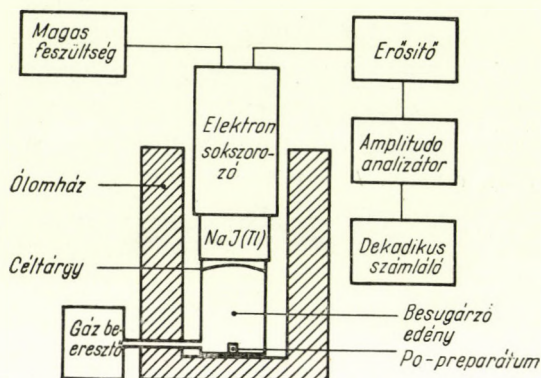
8. A mérőberendezés stabilitása

A gerjesztési függvény felvételére szolgáló teljes mérőberendezés geometriai elrendezését a 17. ábrán láthatjuk.

A besugárzó edényt 5 cm falvastagságú ólomházzal árnyékoltuk a környezet zavaró háttér sugárzásától, a többi egység szerepét az előzőekben láttuk.

A magfolyamat rossz hatásfoka miatt a gerjesztési függvénynek, ill. egy-egy mérési pontnak a felvétele hosszú időt igényelt, hogy a statisztikai hibát csökkentjük. A hosszú mérési idők viszont a berendezés stabil működését követelték meg, ezért a mérés-sorozat megkezdése előtt huzamos stabilitási méréseket végeztünk. A berendezés közvetlenül elkészülte után egy napi üzemeltetés alatt (a bemelegedési időt leszámítva) cca 20 %-os szisztematikus érzékenység csökkenést mutatott, ami méréseink szerint a feszültség (az elekt-

ronsokszorozóra adott feszültség és a diszkriminációs feszültség) nem kielégítő stabilitása miatt lépett fel. Ezért az elektronsokszorozóra adott magas feszültséget egy — a szerző által kidolgozott és készített — korona stabilizátor-csővel [62] stabilizáltuk és az amplitúdó analízátor stabilizáló körét is átalakítottuk.



17. ábra. A teljes mérőberendezés blokk-sémája

A NaJ(Tl) kristályba beérkező γ -kvantum jelentős valószínűséggel abszorbeálódik a kristályban és foto-, vagy Compton-elektront, vagy elektron-pozitron párt kelt. E szekundér elektron a kristályban lelassulása közben szcintillációt hoz létre és e kibocsátott fénykvantumok száma arányos lesz a szekundér elektron összes energia-vesztésével a kristály belsejében.

A fényt egy elektronsokszorozó cső (jelen esetben RCA 5819) a fénykvantumok számával arányos nagyságú elektromos impulzussá alakítja, így minden, a kristályban abszorbeált γ -kvantumnak egy elektromos impulzus felel meg.

Ha a γ -kvantum abszorpciója foto-effektus révén jön létre a kristályban, akkor a foto-elektron energiája csak a kiváltási munkával lesz kisebb az abszorbeált γ -kvantum energiájánál, így tehát a γ -spektrumban kapott ún. „foto-csúcs” — mint elektromos impulzus amplitúdó — arányos a γ -kvantum energiájával.

Ha a γ -kvantum abszorpciója elektron-pozitron párképzéssel történik, a pár-elektronok összes energiája 1,02 MeV-tal alacsonyabb a γ -kvantum energiájánál („pár-csúcs”).

A Compton-elektronok energiája iránytól függő, így folytonos eloszlású, ezért a γ -kvantum energiájának meghatározása csak a foto-csúcs (esetleg a pár-csúcs) tartozó impulzus amplitudóból lehetséges.

E három folyamat abszorpció koefficiense energia függő: 1 MeV alatt a foto-effektus, 3 MeV felett a párkeltés a domináns, ennek megfelelően egyet-

kezeltük. Ezáltal sikerült a készülék érzékenység-stabilitását tökéletesen biztosítani. A továbbiakban a mérés egész folyamán a berendezés érzékenysége egy mérési napon belül kevesebb, mint 1%-kal változott.

9. A szcintillációs spektrométer hitelesítése és feloldóképességének meghatározása

len monoenergetikus γ -sugárzásnak a spektrométer által regisztrált spektrum alakja különbözni fog az egyes energiatarományokban.

A kapott csúcsok közül a foto- és a pár-csúcs alakja Gauss-görbe, míg a Compton-él folytonos, aszimmetrikus eloszlást ad, amely a kiértékelésben nem használható fel.

Az előzőek alapján tehát egy foto-csúcsot egy Compton-él előz meg; míg ha egy 2 MeV feletti energiájú csúcsot nem előz meg egy Compton-él és egy 1,02 MeV energiával csökkentett értékű pár csúcs, akkor azt pár csúcsként kell értelmezni, amelyhez még az 1,02 MeV energiát hozzá kell adni, hogy a kvantum-energiát megkapjuk.

Fentiek alapján, mivel az elektron-sokszorozóból ki-jövő jel erősítésére széles-sávú erősítőt alkalmazunk, a foto-csúcshoz tartozó feszültség-jel nagyságát a γ -kvantum energiájával lineárisan arányosnak vehetjük eltekintve kisebb elektronikus eredetű torzításoktól.

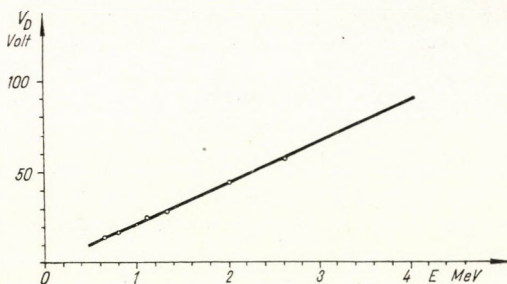
A spektrométer ezen linearitása ellenőrizhető ismert kvantum-energiájú γ -sugár-források spektrumának felvételével. A spektrométer linearitásának mértékéül a foto-csúcsához tartozó feszültségjel nagysága (azaz a diszkriminációs feszültség) (V_D) és a kvantum-energia (E) hányadosának állandóságát vehetjük.

Hitelesítésre a Cs^{137} , Po^{210} , Co^{60} és ThC'' izotópok ismert kvantum-energiájú [63] vonalait használtuk fel.

Mivel a spektrométerben az energia-spektrum felső határa az elektron-sokszorozóra adott feszültséggel változtatható, ezt úgy állítottuk be, hogy a magfolyamatból várható teljes energia-spektrum a diszkriminációs tartományba essék. Méréseink során az elektronsokszorozóra adott feszültség 590 voltot tett ki, ekkor a felső γ energia-határ cca 4,6 MeV.

IV. TÁBLÁZAT
A spektrométer hitelesítési adatai

	E_{MeV}	$V_{D\text{Volt}}$	$\frac{V_D}{E}$
Cs^{137}	0,661	13,5	20,4
Po^{210}	0,803	16,5	20,5
Co^{60}	1,172	24,7	21,0
	1,332	28,0	21,2
ThC''	2,614	56,5	21,5



18. ábra. A spektrométer hitelesítési görbéje

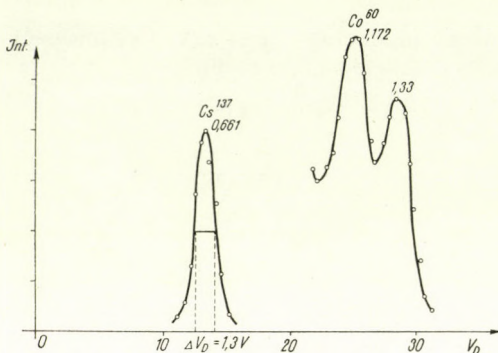
A spektrométer hitelesítésére vonatkozó mérési adatainkat a IV. táblázat tartalmazza.

Sajnos, nagyobb energiájú hitelesítő γ -forrás nem állt rendelkezésünkre, így a skála további részére lineárisan extrapoláltuk a hitelesítési görbét. Az így meghatározott hitelesítési görbét tünteti fel a 18. ábra. A hitelesítő mérésnél kapott spektrum-alakokat mutatja a 19. ábra a Cs^{137} , ill. Co^{60} izotópok esetén.

Egy szcintillációs spektrométer felbontóképességén az

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta V_D}{V_D}$$

hányadost értjük, ahol ΔE , ill. ΔV_D az E , ill. V_D pontoknál jelentkező fotocsúcs fél-amplitudójának teljes szélessége, azaz a magasság feléhez tartozó energia, ill. feszültség-különbség. A felbontóképességet a Cs^{137} izotóp 0,661 MeV-os γ -vonalára



19. ábra. Cs^{137} és Co^{60} izotópok spektruma 2% relatív csatorna-szélességű differenciál diszkriminátorral felvéve

szokták vonatkoztatni. Ezen adat természetesen függ a kristály anyagától, montírozásától; az elektronsokszorozó minőségétől és a feszültségstabilitásától.

Mint a 19. ábrán látható, berendezésünknek a Cs^{137} γ -vonalára vonatkoztatott felbontóképessége 10%. Ezen adatot az elektronsokszorozóra adott más magasfeszültség értékeknél (eltolt és kiszélesített spektrum-alaknál) is meghatároztuk és ugyancsak 10%-nak találtuk.

III. Mérési eredmények

A gerjesztési függvények felvétele előtt az első tisztázandó kérdés az volt, hogy a magátalakítást kísérő γ -sugárzás mely Mg izotóphoz rendelhető, ill. milyen az egyes izotópokhoz rendelhető relatív hatások.

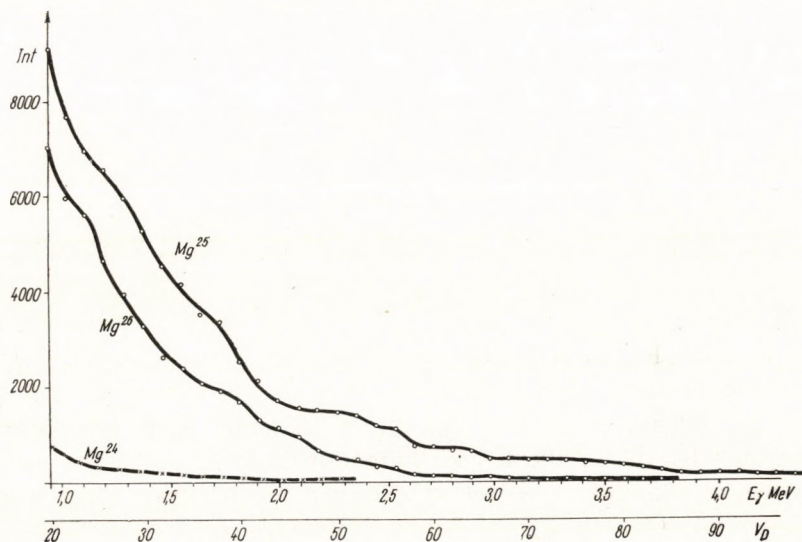
A kérdés eldöntésére a 12. ábrán adott geometriai elrendezés mellett — azonos mérési körülmények között — felvettük a Mg^{24} , Mg^{25} és Mg^{26} izotópoknak Po α -sugarakkal való bombázását kísérő γ -sugárzásnak integrális spektrumát (integrál diszkriminátorral) az 1 MeV-nál nagyobb γ energiákra. (Alacsonyabb energiájú γ sugárzás kimutatása a Po saját 0,8 MeV-os alapsugárzása mellett nem volt lehetséges.) Mindhárom izotóp esetén a céltárgyat a II./4 a. pontban leírt módon katóforetikusan állítottuk elő. A rétegek vastagsága $3,2 \text{ mg/cm}^2$, azaz 2,2 cm levegő-ekvivalens volt. (Ez a rétegvastagság,

mint majd a gerjesztési függvényből is látható lesz, az α -sugarak számára „vastag”-réteget jelent.)

A mérési eredményeket a 20. ábrán adjuk.

Az ábrából a következőket olvashatjuk le:

a) a Mg^{24} izotóp esetén rendkívül gyenge a γ -sugárzás intenzitása, ezen izotópon — az adott intenzitású Po-preparátummal — meg sem kísérelhető a gerjesztési függvény felvétele.



20. ábra. Mg^{24} , Mg^{25} és Mg^{26} izotópoknak Po α -sugarakkal való bombázását kísérő γ -sugárzás integrális spektrumának 1 MeV feletti része. (Ordináta: Intenzitás önkényes egységekben; abszcissa: diszkriminátor feszültség, illetve az E_γ (MeV-ban).)

b) A Mg^{25} és Mg^{26} izotópok esetén az integrális hatásfok (η) közel egyenlő. Az összes 1 MeV-nál nagyobb energiájú γ -kvantumok relatív integrális hatásfoka:

$$\frac{\eta_{\gamma}(Mg^{26})}{\eta_{\gamma}(Mg^{25})} \sim 1,3.$$

c) A Mg^{25} izotóp magátalakítását nagy energiájú γ -kvantumok kísérik kis intenzitással.

1. A gerjesztési függvény felvétele Mg^{25} és Mg^{26} céltárgy esetén

A gerjesztési függvény felvételéhez a Mg^{25} és Mg^{26} izotópokból a II./4 b. pontban leírt mikro-elektrokémiai módszerrel állítottuk elő a céltárgyat. A réteg vastagsága, amint azt mérlegeléssel megállapítottuk, mindkét esetben $(0,18 \pm 0,02)$

mg/cm² volt, ami 1,2 mm levegőekvivalens rétegvastagságot jelent α -sugarak számára. (A MgO fékezőképességét a Bragg—Kleeman-szabály alapján a normál levegő fékezőképessége 2500-szorosának határoztuk meg, aminek alapján 1,44 mg MgO/cm² lesz 1 cm levegővel ekvivalens fékezés szempontjából.) A mérés geometriai körülményeit a 11. ábrán láthatjuk.

A gerjesztési függvény felvételéhez a bombázó α -sugarak energiáját szárított CO₂ gáz nyomásának változtatásával fékeztük. A CO₂ gáz fékezőképességét az ugyanolyan nyomású levegő fékezőképessége 1,532-szeresének vettük [38], [65]. A CO₂ gáz nyomásából meghatároztuk a gáz fékezési úthosszát (d) cm levegő ekvivalensben, ill. az α -sugarak maradék hatótávolságát ($R = R_0 - d$). A hatótávolság ismeretében az ismert hatótáv-energia összefüggések, ill. grafikonok [66] alapján a bombázó α -részek energiáját is meghatároztuk. A Po α -sugarainak maximális energiáját, ill. maximális hatótávolságát 15 C°-ra vonatkoztatva

$$E_{\text{Po-}\alpha} = 5,3042 \text{ MeV} \quad [63]$$

$$E_{\text{Po-}\alpha} = 3,842 \text{ cm} \quad [66]$$

értékűnek vettük.

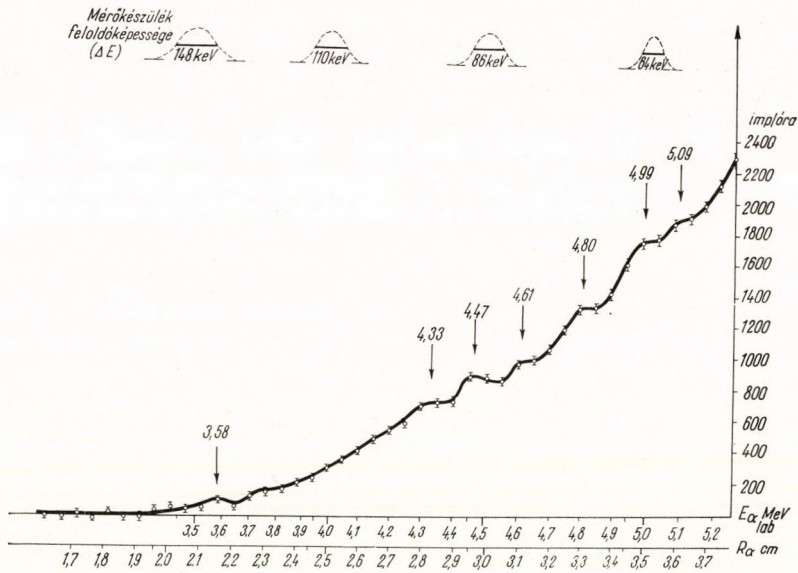
Az α -részek hatótávolságának megállapításánál azonban a Mg réteg véges vastagsága miatt annak fékezőképességét is tekintetbe kellett vennünk és ezért a maximális hatótávolságot 0,6 mm-rel, a céltárgy réteg levegőekvivalens vastagságának felével csökkentettük. Ily módon az α -rész átlagos energiájának azt az energiát tekintjük, amellyel az α -rész a fél rétegvastagság megtevése után rendelkezik. (Az energia meghatározás mérési hibáját a II/6. pontban tárgyaltuk.)

A mérések során a bombázó α -energia értékeket a gáznyomással beállítva mértük a γ -sugárzás intenzitását. Ezen mért γ -sugárzás három komponensből tevődik össze:

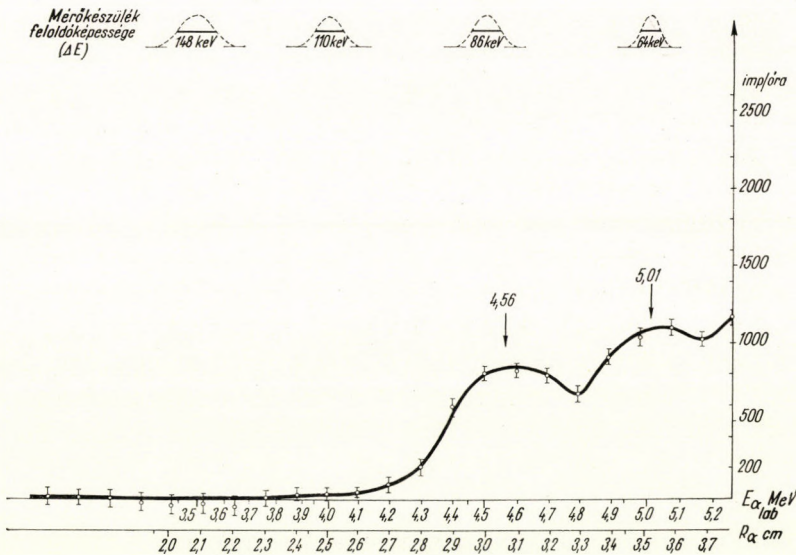
- a) a magfolyamatot kísérő γ -sugárzás;
- b) a Po saját γ -sugárzása;
- c) a háttér γ -sugárzása.

A három komponens közül a Po saját γ -sugárzása a legnagyobb intenzitású (l. II/5. pont). A magfolyamatból származó γ -aktivitás a Po preparátum erősségétől, a céltárgy vastagságától és a folyamat hatásfokától függ. A magfolyamatot kísérő γ -sugárzás a jelen mérési feltételek mellett cca a Po γ -sugárzása nélküli háttér γ -sugárzásával egyenlő nagyságrendű (háttér a gerjesztési függvény felvételénél 2456 imp/óra).

A mérendő effektus statisztikai hibájának csökkentése végett célszerű az alap-sugárzási szint csökkentése. Mivel a Po saját γ -sugárzása 0,8 MeV-os monochromatikus sugárzás, a szcintillációs számlálási technika alkalmazása azzal az előnnyel járt, hogy amplitudó analízátorul integrál diszkriminátort



21. ábra. Po α -sugaraival vékony Mg^{25} céltárgyon ($0,18 \text{ mg Mg}^{25}\text{O}/\text{cm}^2$) létrehozott mag-
 átalakítást kísérő γ -sugárzás gerjesztési függvénye. (Abszcissza: a bombázó α -részek ener-
 giája, ill. hatótávolsága; ordináta: γ -sugárzás intenzitása önkényes egységben.)



22. ábra. Po α -sugaraival vékony Mg^{26} céltárgyon ($0,18 \text{ mg Mg}^{26}\text{O}/\text{cm}^2$) létrehozott mag-
 átalakítást kísérő γ -sugárzás gerjesztési függvénye. (Abszcissza: a bombázó α -részek ener-
 giája, ill. hatótávolsága; ordináta: γ -sugárzás intenzitása önkényes egységben.)

alkalmazva, az 1 MeV alatti energiájú γ -kvantumokat kiszelektálhattuk. Fenti módon a Po saját γ -sugárzását kiszűrhetjük és a *gerjesztési függvény felvételénél az egyes α -energiákhoz tartozó összes 1 MeV-nál nagyobb energiájú γ -kvantumokat számláltuk.*

A 21. és 22. ábrák a Mg^{25} , ill. Mg^{26} céltárgy esetén felvett gerjesztési függvényeket ábrázolják. A vízszintes tengelyen az α -részek fentiek szerint meghatározott hatótávolságát (R_α), ill. energiáját (E_{Lab}); a függőleges tengelyen a magfolyamatot kísérő γ -sugárzás aktivitását önkényes egységben (azonos léptékben) tüntettük fel. Ugyancsak feltüntettük az ábrákon a mérőberendezés feloldóképességét a bombázó α -rész energiájának függvényében. (A feloldóképesség fele adja meg az energia meghatározás mérési hibáját.)

A 21. ábrából láthatjuk, hogy Mg^{25} izotóp bombázása esetén a γ -sugárzás 3,5 MeV α -energiánál indul, és rezonancia állapítható meg 2,16; 2,84; 2,97; 3,11; 3,30; 3,50 és 3,60 cm α -hatótávolságoknál (R_α), aminek 3,58; 4,33; 4,47; 4,61; 4,80; 4,99 és 5,09 MeV α -energia (E_{Lab}) felel meg.

Mg^{26} izotóp esetén (22. ábra) szembevetően más a gerjesztési függvény alakja, mint a Mg^{25} izotóp esetén. Míg a Mg^{25} izotópnál sok, sűrűn fekvő, kis nivó-szélességű rezonancia helyre következtethetünk (amelyeket készülékünk nem bont fel elég élesen), addig a Mg^{26} izotóp esetén két határozott, de nagy nivó-szélességű rezonancia helyet tapasztalunk. — A γ -sugárzás 2,6 cm α -hatótávolságnál, azaz 4,1 MeV α -energiánál indul, és rezonancia csúcs van 3,06 és 3,52 cm hatótávolságoknál (R_α), azaz 4,56 és 5,01 MeV α -energiáknál (E_{Lab}).

Az önkényes egységekben megadott hozam értékekből a magfolyamatok abszolút hatáskeresztmetszetére (σ) nagyságrendi becslést végezhetünk.

σ pontos meghatározásához ti. tekintetbe kell venni, hogy a NaJ(Tl) kristály érzékenysége változik az energia függvényeként, és ismerni kell az egyes γ -vonalak relatív intenzitás-viszonyait is.

Számításba véve a kihasznált térszöget, az érzékenységnak a kristály méreteitől való függését [76] és ha a kristály érzékenységre [76] olyan átlagértékkel számolunk, hogy a Mg^{26} céltárgynál a γ -kvantumok energiája 1—3 MeV közé; a Mg^{25} -nél 1—5 MeV közé esik (l. V. táblázat), akkor az abszolút hatáskeresztmetszetre maximális bombázó energiánál

$$\sigma_{\text{Mg}^{25}(\alpha, \gamma)} \approx 50 \text{ mbarn} \pm 40 \%$$

$$\sigma_{\text{Mg}^{26}(\alpha, \gamma)} \approx 120 \text{ mbarn} \pm 40 \%$$

nagyságrend adódik, ami jó egyezésben van a Shapiro által elméletileg kiszámított $\bar{\sigma}_c$ értékkel [75].

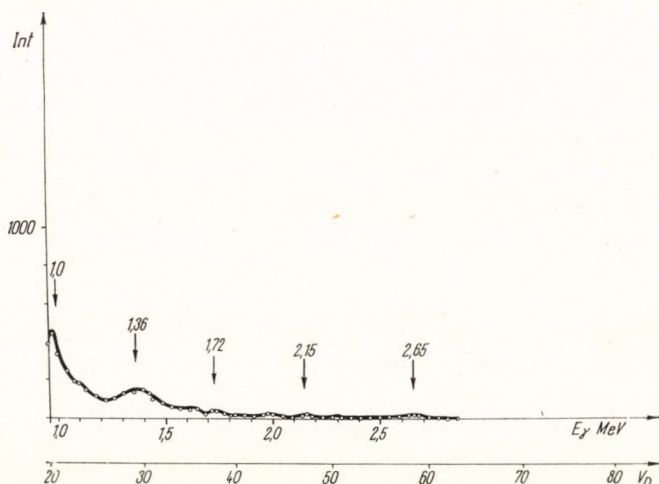
2. A gamma-sugárzások energia-spektrumának meghatározása Mg²⁴, Mg²⁵ és Mg²⁶ céltárgy esetén

Mindhárom szeparált izotópból kataforézissel (l. II./4. a. pont) állítottunk elő „vastag” réteget. A szükséges rétegvastagságot a magfolyamatot létrehozó α -részek maradék-hatótávolsága szabja meg. Mivel a folyamatok 2,1; ill. 2,6 cm hatótávolságnál indulnak, a maradék-hatótávolságok 1,7; ill. 1,2 cm. Így az alkalmazott 3,2 mg/cm², azaz 2,2 cm levegőekvivalens vastagságú réteg a Po α -sugaraival létrehozott magfolyamat számára vastag réteget jelent.

A γ -sugárzások spektrumát a 12. ábrán adott elrendezés mellett, a II/3. pontban leírt szempontok alapján vettük fel. A Po saját 0,8 MeV-os energiájú, nagy intenzitású alap-sugárzása miatt a spektrumnak csak az 1 MeV feletti részét vizsgáltuk.

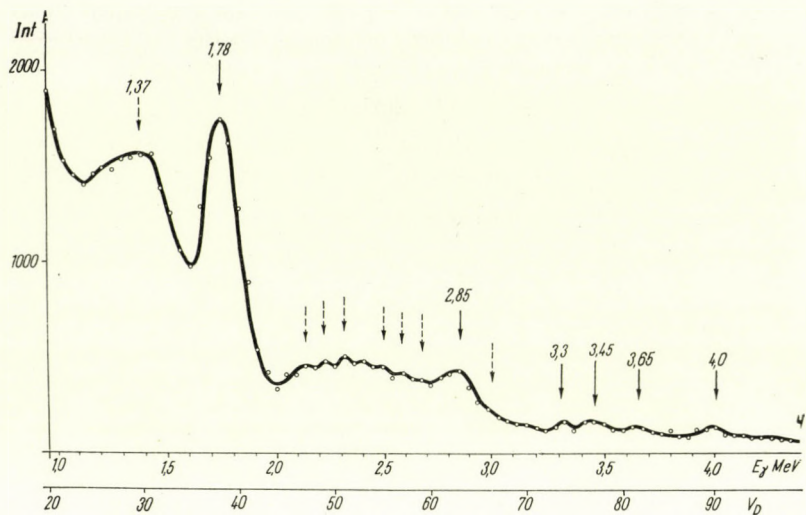
A mérések során az elektronsokszorozóra adott feszültség 590 voltot tett ki, ekkor a 100 voltos diszkriminátor-feszültséghez tartozó felső energia-határ 4,6 MeV volt. A spektrumokat 2%-os relatív csatorna-szélességgel vettük fel.

A spektrumokat a 23., 24. és 25. ábrán tüntettük fel.

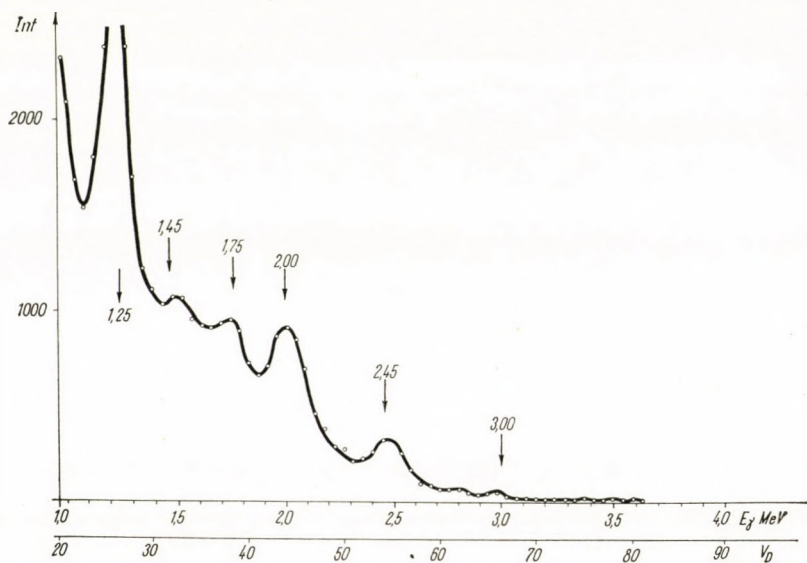


23. ábra. Po α -sugaraival Mg²⁴ céltárgyon létrehozott magátalakítást kísérő γ -sugárzás energia-spektrumának 1 MeV feletti része (Abszcissa: diszkriminátor feszültség voltban, ill. a γ -energia MeV-ban; ordináta: γ -sugárzás intenzitása.)

Mindhárom izotópnál a vízszintes tengelyen a diszkriminátor feszültséget voltokban, ill. a megfelelő α -energiát MeV-ban tüntettük fel. A függőleges tengelyen a γ -sugárzás intenzitását adjuk önkényes egységben (mindhárom görbén azonos léptékben).



24. ábra. Po α -sugaraival Mg^{25} céltárgyon létrehozott magátalakítást kísérő γ -sugárzás energia-spektrumának 1 MeV feletti része. (Koordináták: mint 23. ábrán.)



25. ábra. Po α -sugaraival Mg^{26} céltárgyon létrehozott magátalakítást kísérő γ -sugárzás energia-spektrumának 1 MeV feletti része. (Koordináták: mint 23. ábrán.)

Az egyes izotópoknál tapasztalt foto, ill. párscsúcsok helyzetét az V. táblázatban összesítjük:

V. TÁBLÁZAT

A γ -sugárzások e munkában észlelt spektrális összetétele

Céltárgy \ Csúcs	Foto MeV	Pár MeV	Megjegyzés
Mg^{24}	1,0 1,36 1,72 2,15 2,65	1,7	(gyenge)
Mg^{25}	1,37 1,78 2,0—2,6 2,85 3,0 3,3	3,45 3,65 4,0	(gyenge) 6 gyenge csúcs (gyenge)
Mg^{26}	0,98 1,25 1,75 2,00 2,45 3,0	1,45	

IV. Kiértékelés

1. A Si^{30} közbenső mag gerjesztett állapotai

A Mg^{26} céltárgyon Po α -sugaraival létrehozott magátalakulást kísérő γ -sugárzás gerjesztési függvényén (22. ábra) rezonancia-maximumot két különböző α -energiánál határoztunk meg; ezek értéke laboratóriumi rendszerben 4,56 és 5,01 MeV (E_{lab}). A rezonancia-helyeknek a tömegközépponti rendszerbe átszámított energiáiból (E_c) a Si^{30} közbenső mag gerjesztett állapotait tudjuk megállapítani, ha ismerjük a bombázó rész kötési energiáját a közbenső magban ($E_{köt}$) (l. 4. ábra):

$$E_{gerj} = E_{köt} + E_c$$

A bombázó résznek a közbenső magbani energiáját

$$E_{\text{köt}} = (M_{\text{Mg}} + m_{\alpha} - M_{\text{Si}}) \cdot c^2$$

összefüggés alapján számíthatjuk ki, ahol a zárójelben a céltárgy mag, a bombázó rész és a közbenső mag tömegei szerepelnek. (Ezen kötési energiát azzal a munkával is megadhatjuk, amely szükséges a bombázó résznek az alapállapotban levő közbenső magból való kiszakításához, ha a végmag is alapállapotában marad vissza. A számításokhoz felhasznált legújabb tömegadatokat a függelék tartalmazza. [67] [68].

A Si^{30} mag esetén a bombázó α -rész kötési energiája

$$E_{\text{köt}} = 10,633 \text{ MeV}$$

értékűnek adódott.

A Si^{30} atommag gerjesztett állapotaira jelen munka alapján meghatározott adatokat a VI. táblázatban tüntettük fel.

VI. TÁBLÁZAT

A Si^{30} atommag jelen munkában észlelt gerjesztett állapotai
(a mérési hiba megállapítását 1. a II./6. pontban)

Észlelt rezonancia helyek		A Si^{30} mag észlelt gerjesztett állapotai $E_{\text{gerj}} = E_{\text{köt}} + E_c \text{ MeV}$
Laboratóriumi rendszerben $E_{\text{lab}} \text{ MeV}$	Tömegközépp. rendszerben $E_c = \frac{26}{30} \cdot E_{\text{lab}} \text{ MeV}$	
$4,56 \pm 0,046$	$3,95 \pm 0,04$	$14,58 \pm 0,04$
$5,01 \pm 0,032$	$4,34 \pm 0,03$	$14,97 \pm 0,03$

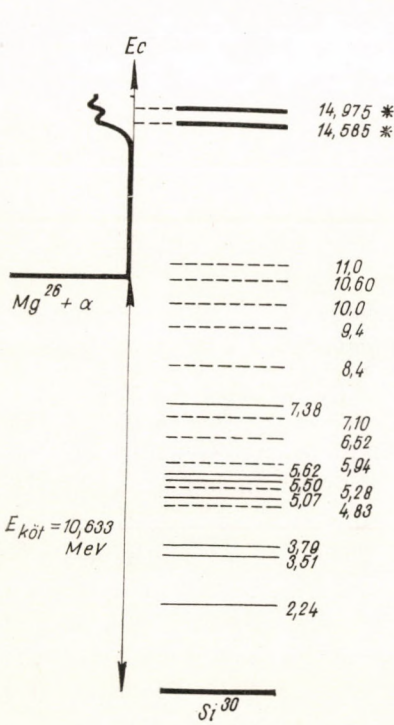
A fenti adatokat a 26. ábrán term-sémában tüntettük fel. A Si^{30} mag eddig ismert gerjesztett állapotait *Endt* és *Braams* [16] összefoglaló cikke alapján rajzoltuk be és bejelöltük a jelen munka alapján újonnan meghatározott gerjesztett állapotokat is (*).

A gerjesztési függvény (22. ábra) alakját megvizsgálva, az a „vékony” céltárgyra jellemző lefutású, határozott maximumokkal rendelkező görbe (differenciális gerjesztési függvény), de szembetűnő az egyes rezonancia-helyek nagymérvű kiszélesedése. A 4,56 MeV (1), ill. az 5,01 MeV (2) bombázó α -energiáknál megállapított rezonancia-helyek félmagasságához tartozó nívószélességeket e 22. ábrából $\Gamma_1 \approx 350 \text{ KeV}$, ill. $\Gamma_2 \approx 300 \text{ KeV}$ -ra becsülhetjük (laboratóriumi rendszerben).

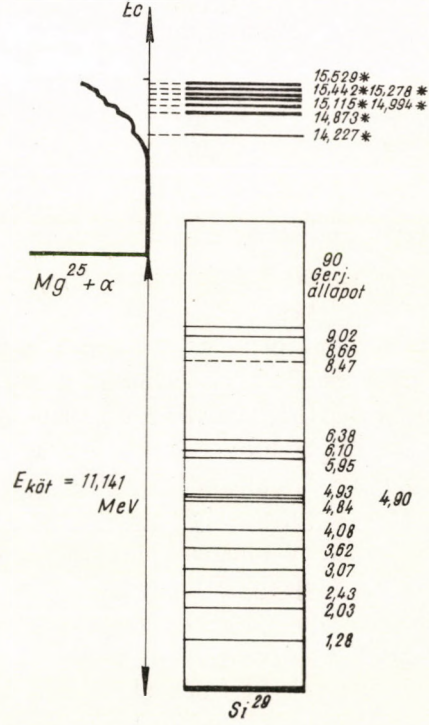
Minden kétséget kizáróan megállapítható, hogy ezen nívószélességek lényegesen nagyobbak, mint az egyes rezonancia-helyekhez tartozó 86 KeV, ill. 64 KeV apparatúra feloldóképességek, tehát e rezonanciák kiszélesedése a magnívók széles voltának tulajdonítandó.

2. A Si^{29} közbenső mag gerjesztett állapotai

Mg^{25} céltárgy magnak α -sugarakkal való bombázása esetén Si^{29} közbenső mag keletkezik. A létrejövő magfolyamatot kísérő γ -sugárzás gerjesztési függvényét a 21. ábrán láthattuk. A gerjesztési függvényen hét rezonancia-helyet állapíthatunk meg, amelyekhez tartozó energiákat tömegközépponti rendszerbe átszámolva (E_c) a Si^{29} közbenső mag gerjesztett állapotait tudjuk meghatározni.



26. ábra. A Si^{30} mag ismert [16], ill. újonnan meghatározott (*) gerjesztett állapotai



27. ábra. A Si^{29} mag ismert [16], ill. újonnan meghatározott (*) gerjesztett állapotai

Az α -résznek a Si^{29} magbani kötési energiájára számításaink alapján

$$E_{\text{köt}} = 11,141 \text{ MeV}$$

értéket állapítottunk meg.

A Si^{29} mag gerjesztett állapotaira vonatkozó adatokat, amelyeket jelen munkában felvett gerjesztési függvény alapján határoztunk meg, a VII. táblázat tartalmazza.

VII. TÁBLÁZAT

A Si^{29} atommag jelen munkában észlelt gerjesztett állapotai
(A mérési hiba megállapítását l. II/6. pontban)

Észlelt rezonancia-helyek:		A Si^{29} mag észlelt gerjesztett állapotai $E_{\text{gerj}} = E_{\text{köt}} + E_c \text{ MeV}$
Laboratóriumi rendszerben $E_{\text{lab}} \text{ MeV}$	Tömegközépponti rendszerben $E_c = \frac{25}{29} \cdot E_{\text{lab}} \text{ MeV}$	
$3,58 \pm 0,070$	$3,09 \pm 0,06$	$14,23 \pm 0,06$
$4,33 \pm 0,048$	$3,73 \pm 0,04$	$14,87 \pm 0,04$
$4,47 \pm 0,042$	$3,85 \pm 0,04$	$14,99 \pm 0,04$
$4,61 \pm 0,041$	$3,97 \pm 0,03$	$15,11 \pm 0,03$
$4,80 \pm 0,036$	$4,14 \pm 0,03$	$15,28 \pm 0,03$
$4,99 \pm 0,032$	$4,30 \pm 0,03$	$15,44 \pm 0,03$
$5,09 \pm 0,030$	$4,39 \pm 0,03$	$15,53 \pm 0,03$

Fenti adatokat a 27. ábrán term-sémán ábrázoltuk. Feltüntetjük a Si^{29} mag eddig ismert gerjesztett állapotait [16] és a jelen munka alapján újonnan megállapított hét gerjesztett állapotot (*).

Érdekes megjegyezni azt a körülményt, hogy a gerjesztési függvény lefutásához igen hasonló annak a gerjesztési függvénynek a lefutása, amelyet Szalay és Csongor 1948-ban a $\text{Mg}^{25}(\alpha, p)\text{Al}^{28}$ magfolyamatra vastag rétegen vettek fel [31]; valamint csaknem pontosan egyező Nagy Jánosnak a természetes Mg izotóp-keveréken, vastag rétegen, a $\text{Mg}(\alpha, n)\text{Si}$ folyamatra BCl_3 -os neutron számlálóval [33] felvett gerjesztési függvényével, holott a mérlegelési adatok alapján a Mg^{25}O réteg vastagsága nem több, mint $(0,18 \pm 0,02) \text{ mg/cm}^2$, tehát vékony rétegnek tekintendő.

A gerjesztési függvény — véleményem szerint — ezért nem mutatja a differenciális gerjesztési függvényekre jellemző rezonancia-maximumokat, mert a Si^{29} mag esetén sűrűn fekvő, kis nívószélességű gerjesztett állapotokról van szó, amelyek készülékünk felbontóképessége miatt kiszélesedve és ellaposodva jelennek meg. Egyébként azt is tekintetbe kell még vennünk, hogy ezek a rezonanciák a töltött részekkel való bombázás miatt egy exponenciális jellegű görbére szuperponálódnak.

A gerjesztési függvény alakjából következik, hogy az egyes gerjesztett állapotok nívó-szélességére a Si^{29} mag esetén következtetést levonni nem tudunk, de azok kétségtelenül kisebbek, mint berendezésünk ΔE feloldóképessége. Jobb feloldóképességet még vékonyabb céltárgy réteg alkalmazása esetén érhetünk volna el, viszont az adott mérőberendezés, a Po α -sugárforrás használata intenzitás okok miatt megakadályozott abban, hogy a céltárgy réteget még vékonyabbra válasszuk. (Ez csak nagy intenzitású, mesterségesen gyorsított α -sugarakkal pl. 5 MeV-os Van de Graaff-generátor alkalmazásával lenne megvalósítható.)

3. A Si^{28} közbenső mag gerjesztett állapotai

Bár a γ -sugárzás kis intenzitása miatt Mg^{24} céltárgyon gerjesztési függvény felvétele nem volt lehetséges, a Si^{28} közbenső magra is vonhatunk le következtetéseket.

Po- α részekkel bombázva Mg^{24} atommagokat (mivel az α -résznek a Si^{28} magbani kötési energiája 9,99 MeV), 10–15 MeV energia-tartományba esnek a jelen mérések során elérhető gerjesztett állapotok. Ebben az energia-tartományban igen sok gerjesztett állapot ismeretes, [16] tehát α -részekkel való bombázáskor kialakulhat a közbenső állapot.

Vizsgáljuk most meg a Si^{28} közbenső mag bomlását (kimenő csatornáit).

Elvileg n és p emisszió, valamint a közbenső magon keresztüli rugalmas, ill. rugalmatlan szórás lehetősége áll fenn.

A Si^{28} magban a n kötési energiája $E_n = 17,198$ MeV, a protoné $E_p = 11,591$ MeV és az α -része $E_\alpha = 9,996$ MeV.

A neutron különlegesen nagy kötési energiája a proton és a neutron számok egyenlőségén kívül ($Z = N = 14$) a Si^{28} mag félig mágikus voltával magyarázható. — Viszont a nagy kötési energia következtében az (α, n) folyamat Q értéke — 7 MeV, tehát a Po 5 MeV-os α -sugaraival e folyamat nem jöhet létre.

Energetikailag lehetséges a p emisszió, ez jelen munkában észlelhető is volt az Al^{27} végmag gerjesztett állapotaihoz rendelhető γ -sugárzás révén, azonban e folyamat hatásfoka kicsi.

Ha a közbenső mag bomlásakor rugalmatlan szórás lenne a legvalószínűbb folyamat, akkor a γ -spektrumban (l. 23. ábra) egy 1,37 MeV-os vonalnak kellene kiemelkedő intenzitással megjelennie, (ez a Mg^{24} első gerjesztett állapota). Ugyanez az energia azonban az Al^{27} végmaghoz is rendelhető, mint a $3 \rightarrow 1$ kaszkád-átmenet komponense. (l. IX. tábl.) A vonal csekély intenzitásából viszont arra kell következtetnünk, hogy a rugalmatlan szórás hatásfoka sem lehet nagyobb a p -emisszióénál.

Végül fennáll a rugalmas szórás lehetősége is. Kaufmann és munkatársai 1952-ben [21] közvetlen mérést végeztek a $\text{Mg}^{24}(\alpha, p)\text{Al}^{27}$ és $\text{Mg}^{24}(\alpha, \alpha)\text{Mg}^{24}$ folyamatok hozamának megállapítására a 2,7–3,4 MeV α -energia tartományban, és mérési adataik szerint a rugalmas szórás hatásfoka cca 20–40-szerese a proton-emisszióénak.

A rugalmas szórás nagy valószínűségét az is evidenssé teszi, hogy az α -részek kötési energiája sokkal kisebb a félmágikus Si^{28} magban, mint a protoné, ill. neutroné.

A Mg^{24} izotóp esetén mért csekély γ intenzitásszint tehát annak tulajdonítható, hogy α részekkel való bombázáskor a rugalmas szórás a legvaló-

színűbb folyamat, amit viszont jelen munkában nem észlelhettünk, mivel e szórást γ -sugárzás nem kíséri.

4. Mg-on α -sugarakkal létrehozott magfolyamatokat kísérő γ -sugárzás eredetének eldöntése

Először is vizsgáljuk meg, hogy Mg-ot Po α -sugaraival bombázva, a lehetséges magfolyamatok közül (I. Első rész II. pont) melyek megengedettek energetikailag. A kérdést a magfolyamatok Q -értékei döntik el. A VIII. táblázatban táblázatosan tüntetjük fel az egyes folyamatok Q -értékeit és az α -rész kötési energiáját az egyes közbenső magokban *Endt* és *Braams* összefoglaló

VIII. TÁBLÁZAT

A Mg izotópokon Po α -sugarakkal létrehozható magátalakítási folyamatok energetikai áttekintése

(Q a magfolyamat Q -értékét; $E_{\text{köt}}$ a bombázó α -részecskének a közbenső magbani kötési energiáját jelenti)

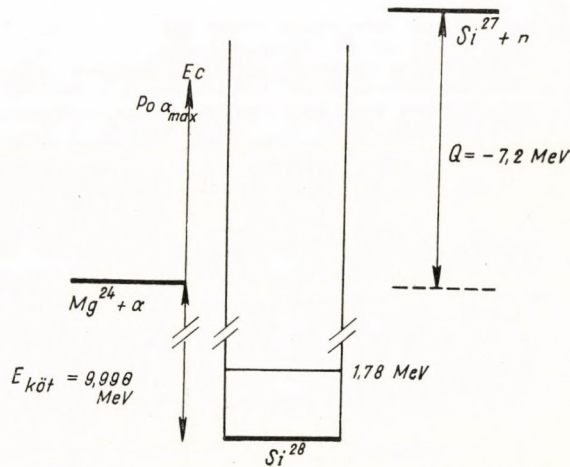
Magfolyamat	Q MeV	$E_{\text{köt}}$ MeV	Megjegyzés
$\text{Mg}^{24} (\alpha, p) \text{Al}^{27}$	$-1,595$ [16] $-1,613 \pm 0,01$ [21] $-1,594 \pm 0,04$ [22] $-1,614$	9,990 [16]	endoerg
$\text{Mg}^{24} (\alpha, n) \text{Si}^{27}$	$-7,185$ [16] $-7,205$	9,998	endoerg (kizárt)
$\text{Mg}^{25} (\alpha, p) \text{Al}^{28}$	$-1,204$ [16] $-1,29 \pm 0,04$ [22] $-1,202$	11,135 [16]	endoerg
$\text{Mg}^{25} (\alpha, n) \text{Si}^{28}$	$+2,661$ [16] $+2,667$	11,141	exoerg
$\text{Mg}^{26} (\alpha, p) \text{Al}^{29}$	$-3,18$ [16] $-2,90 \pm 0,04$ [22] $-3,165$	10,626 [16]	endoerg
$\text{Mg}^{26} (\alpha, n) \text{Si}^{29}$	$+0,017$ [16] $+0,023$	10,633	exoerg

munkája [16] és esetleges újabb munkák alapján; valamint a rendelkezésre álló legújabb tömegadatok [68] alapján (l. Függelék) általunk kiszámított Q -értékeket és kötési energiákat (bekeretezett adatok).

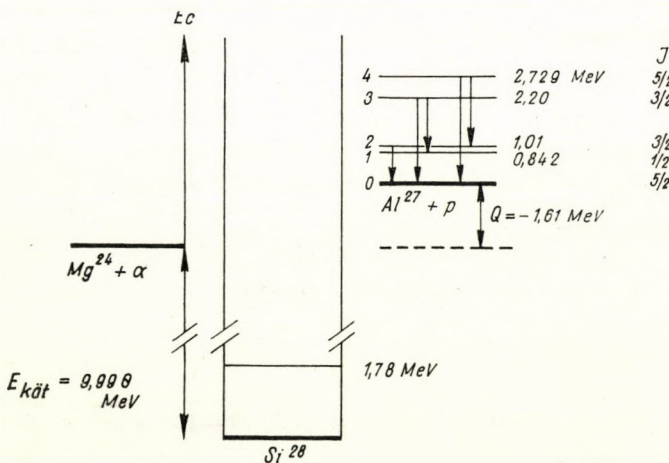
A továbbiakban közölt term-sémákon ezen általunk kiszámított adatokat használtuk a Q -értékekre és a kötési energiára.

A) A Mg^{24} izotóp Po α -sugarakkal való bombázásakor igen kis intenzitású γ -sugárzást tapasztaltunk (20. ábra). A tapasztalt γ -sugárzás eredete jelen esetben könnyen eldönthető, ti. a $Mg^{24}(\alpha, n) Si^{27}$ magfolyamat a maximálisan 5,3 MeV energiájú Po α -sugarakkal való bombázással energetikai okokból egyáltalán nem jöhet létre, amint az a VIII. táblázatból, ill. a 28. ábrán feltüntetett term-sémából közvetlenül belátható.

A 23. ábrán feltüntetett γ -spektrum tehát egyértelműen a $Mg^{24}(\alpha, p) Al^{27}$ magfolyamat végmagjának gerjesztett állapotaihoz rendelhető. A 29. ábrán tüntettük fel a $Mg^{24}(\alpha, p) Al^{27}$ magfolyamat energia-viszonyait és az Al^{27} mag ismert [16] gerjesztett állapotait. Energetikailag az Al^{27} alapállapotába és négy alsó gerjesztett állapotába



28. ábra. A $Mg^{24}(\alpha, n) Si^{27}$ magfolyamat energia-viszonyainak ábrázolása term-sémán



29. ábra. A $Mg^{24}(\alpha, p) Al^{27}$ magfolyamat energia-viszonyainak term-sémája. (A berajzolt nyilak a jelen munkában észlelt átmene-tek.) (I az egyes gerjesztett állapotok teljes impulzusnyomatéka.)

(0,84; 1,01; 2,2 és 2,7 MeV) való átmenet lehetséges. A spektrumban tapasztalt 1,0; 1,36; 1,72 és 2,15 MeV-os vonalak és az igen kis intenzitással megjelenő 2,65 MeV-os csúcs fenti nívókból az alapállapotba való átmeneteknek, ill. kaszkád-átmeneteknek felelnek meg. Az energetikailag lehetséges és általunk a jelen munkában észlelt átmeneteket a IX. táblázatban, valamint a 29. ábra term-sémáján tüntettük fel.

IX. TÁBLÁZAT

Az Al^{27} mag ismert gerjesztett állapotai és az azok közötti lehetséges átmenetek; valamint a jelen munkában észlelt átmenetek
(— — — jelölés instrumentális okokból nem észlelt átmenetet jelent)

	Lehetséges átmenetek [16] Nívó sorszám MeV		Jelen munkában észlelt átmenetek MeV	
Al^{27}	1 \rightarrow 0	0,84	— — —	
	2 \rightarrow 0	1,0	foto csúcs	1,0
	2 \rightarrow 1	0,16	— — —	
	3 \rightarrow 0	2,2	foto csúcs	2,15
	3 \rightarrow 1	1,36	foto csúcs	1,36
	3 \rightarrow 2	1,2	—	
	4 \rightarrow 0	2,7	foto csúcs	2,65 (gy)
	4 \rightarrow 1	1,86	—	
	4 \rightarrow 2	1,7	foto csúcs	1,72
	4 \rightarrow 3	0,5	— — —	

A γ -spektrumok felvételénél a spektrumoknak csak az 1 MeV feletti részét vizsgáltuk (l. IV/2. pont), az 1 MeV-nél kisebb kvantum-energiákat tehát instrumentális okokból nem észleltük.

A 29. ábrán feltüntetett term-sémán az egyes gerjesztett állapotokhoz feltüntettük az irodalomból ismeretes teljes impulzus-nyomatékokat (I). Látható, hogy a $3 \rightarrow 2$ átmenetre $\Delta I = 0$, ill. a $4 \rightarrow 1$ átmenetre $\Delta I = 2$, amely értékek magyarázzák, hogy ezen átmenetek nem voltak észlelhetők.

Ugyancsak rendkívül kicsi a valószínűsége a $4 \rightarrow 0$ direkt átmenetnek is a $\Delta I = 0$ impulzus-változás miatt. (Az irodalomból ismeretes, hogy ezen gerjesztett állapotból a $4 \rightarrow 2$; $2 \rightarrow 0$ kaszkád-átmenet következik be 90 %-nál nagyobb valószínűséggel.) Az általunk igen gyengének észlelt 2,7 MeV-os csúcs minden valószínűség szerint az 1,7 és 1,0 MeV-os kaszkád-vonalak kombinációs csúcsaként keletkezett.

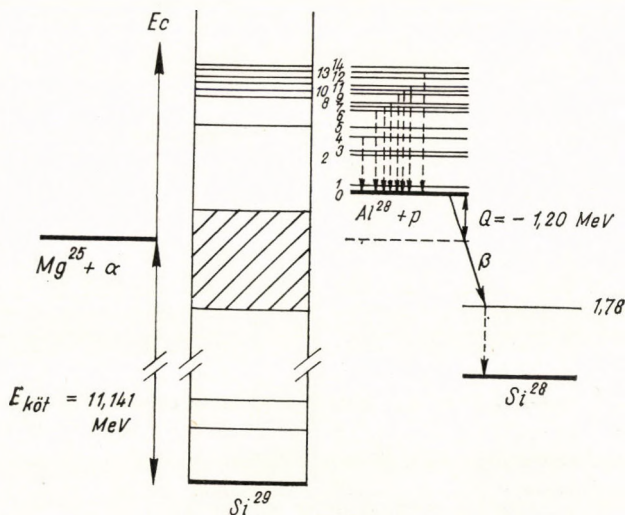
B) A Mg^{25} céltárgy esetén felvett γ -spektrum (24. ábra) alakjából két fontos következtetést vonhatunk le:

a) a folyamatot kísérő γ -sugárzásnak nagy kvantum-energiájú komponense is van, amelynek energiája nagyobb, mint spektrométerünk felső energiahatára (4,6 MeV);

b) egy igen sok komponensből összetett sugárzás jelenlétére kell következtetnünk, amely sugárzásban egyes komponensek (1,78; 2,85; 3,3; 3,45; 3,65 és 4,0 MeV) nagy intenzitással, más komponensek (pl. 1,37; 2,0 és 2,7 között cca hat csúcs stb.) kis intenzitással jelennek meg.

Feladatunk a sugárzás eredetének tisztázása:

A VIII. táblázatból látható, hogy mind a $Mg^{25}(\alpha, p)Al^{28}$ magfolyamat, mind a $Mg^{25}(\alpha, n)Si^{28}$ folyamat energetikailag megengedett Po α -sugarakkal való bombázás esetén, amint az a 30., ill. 31. ábrákon közölt term-sémákból is kitűnik. (Az ábrákon a végmagok gerjesztett állapotait *Endt* és *Braams* munkája [16] alapján tüntettük fel.)



30. ábra. A $Mg^{25}(\alpha, p)Al^{28}(\beta)Si^{29}$ magfolyamat energia-viszonyainak ábrázolása term-sémán. (A berajzolt nyilak a jelen munkában észlelt átmenetek)

Vizsgáljuk meg, hogy a két folyamatot milyen relatív súllyal kell számításba vennünk. — A $Mg^{25}(\alpha, p)Al^{28}$ magfolyamatot *Szalay* és *Csongor* 1948-ban az Al^{28} mag β -bomlása észlelése révén vizsgálták [31] és ezen folyamat integrális hatásfokát $1,4 p/10^7$ α -résznek állapították meg. Ugyanezen munkában a Mg természetes izotóp keveréken Po α -sugarakkal létrehozott magfolyamatokat kísérő γ -sugárzás integrális hatásfokát $5,2 \gamma/10^7$ α -résznek találták. Nagy János [33] a neutron-emisszió integrális hatásfokát természetes izotóp keveréken $3,7 n/10^7$ α -résznek határozta meg. Ha fenti — inkább tá-

jékoztató jellegű — adatokhoz hozzávetjük jelen munka hatásfokra vonatkozó megfontolásait (l. III. pont), nyilvánvaló, hogy a $Mg^{25}(\alpha, p)Al^{28}$ magfolyamat hatásfoka kisebb, mint a $Mg^{25}(\alpha, n)Si^{28}$ folyamat hatásfoka.

Ugyanezt a következtetést vonhatjuk le energetikai megfontolásból is: a $Mg^{25}(\alpha, p)Al^{28}$ magfolyamat endoergikus lévén, — 1,202 MeV-os Q -értékkel, a folyamat 1,394 MeV küszöbenergiánál kisebb bombázó energiáknál nem jöhet létre, sőt a proton kilépésével szembeni *Coulomb*-gát miatt ennél magasabb reakció küszöb várható. — A neutron-emisszióra viszont (a folyamat exoergikus lévén) ilyen tiltás nem áll fenn, így energetikai megfontolások alapján is várható, hogy a neutron-emisszióval járó magfolyamat hatásfoka nagyobb. (Az energia viszonyokat l. 30. és 31. ábrán.)

X. TÁBLÁZAT

Az Al^{28} mag ismert gerjesztett állapotai és az azok közötti lehetséges átmenetek; valamint a jelen munkában észlelt átmenetek
(— — — jelölés instrumentális okokból nem észlelt átmenetet jelent)

	Lehetséges átmenetek [16]		Jelen munkában észlelt átmenetek	
	Nívó sorszám	MeV	(l. 30. ábra)	MeV
Al^{28}	1 \rightarrow 0	0,031	— — —	
	2 \rightarrow 0	0,97	— — —	
	3 \rightarrow 0	1,02	— — —	
	4 \rightarrow 0	1,37	foto csúcs	1,37 (gy)
	5 \rightarrow 0	1,63	— — —	
	6 \rightarrow 0	2,14	foto csúcs	2,13 (gy)
	7 \rightarrow 0	2,21	foto csúcs	2,21 (gy)
	8 \rightarrow 0	2,28	foto csúcs	2,30 (gy)
	9 \rightarrow 0	2,49	foto csúcs	2,49 (gy)
	10 \rightarrow 0	2,59	foto csúcs	2,58 (gy)
	11 \rightarrow 0	2,66	foto csúcs	2,67 (gy)
	12 \rightarrow 0	2,99	foto csúcs	
	13 \rightarrow 0	3,01	foto csúcs	3,0 (gy)
	14 \rightarrow 0	3,10	foto csúcs	

A 24. ábrán közölt spektrum tehát két spektrum szuperpozíciója: 1. a kis intenzitással megjelenő γ -vonalak spektruma a proton-emisszió után visszamaradó Al^{28} végmag gerjesztett állapotaihoz rendelhető; 2. a nagyobb intenzitással megjelenő spektrum vonalai a neutron-emisszió után visszamaradó Si^{28} végmag gerjesztett állapotaihoz tartoznak.

1. Az Al^{28} végmaghoz rendelhető kis intenzitású spektrumból csak egyes vonalak (1,37; 2,14; 2,21; stb. l. X. táblázat) jelenléte állapítható meg, azok energiája is csak bizonytalanul. Ennek oka egyrészt a folyamat kis hatásfoka, másrészt az, hogy e spektrum vonalai jórészt a neutron-emisszióval járó fo-

lyamat γ -spektrumának Compton-tartományára szuperponáltak; és harmad-sorban az, hogy a vonalak rendkívül sűrűn fekszenek, kimutathatóságuk a spektrométer feloldóképességének határán van.

(Az Al^{28} mag spektruma egyike a legkomplikáltabbaknak a kis rend-számú elemek között.)

Energetikai okokból azonban (l. 30. ábra) az Al^{28} mag 3,1 MeV feletti ener-giájú gerjesztett állapotban nem jöhet létre Po α -sugarakkal való bombázás esetén, így a 24. ábrán közölt teljes spektrum vizsgálata alapján *kétségtelenül megállapítható, hogy a sokat vitatott nagy kvantum-energiájú γ -sugárzás a $\text{Mg}^{25}(\alpha, n) \text{Si}^{28}$ magfolyamathoz rendelhető.*

XI. TÁBLÁZAT

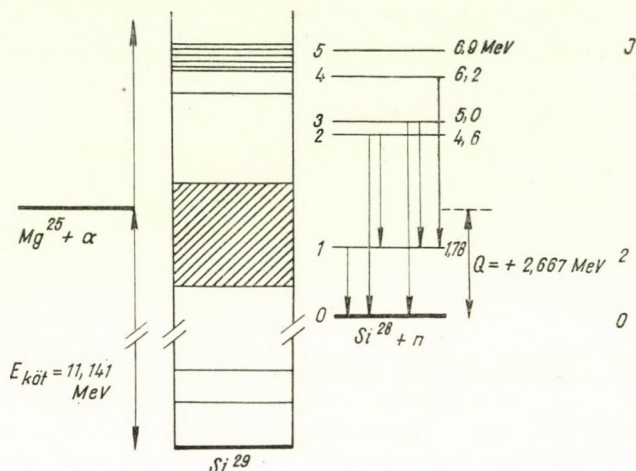
A Si^{28} mag ismert gerjesztett állapotai és az azok közötti lehetséges átmenetek; valamint a jelen munkában észlelt átmenetek
(— — — jelölés instrumentális okokból nem észlelt átmenetet jelent)

	Lehetséges átmenetek [16]		Jelen munkában észlelt átmenetek (l. 31. ábra)	
	Nívó sorszám	MeV		MeV
Si^{28}	$1 \rightarrow 0$	1,78	foto csúcs	1,78
	$2 \rightarrow 0$	4,6	pár csúcs	3,65
	$2 \rightarrow 1$	2,82	foto csúcs	2,85
	$3 \rightarrow 0$	5,0	pár csúcs	4,0
	$3 \rightarrow 1$	3,22	foto csúcs	3,3
	$3 \rightarrow 2$	0,4	— — —	
	$4 \rightarrow 0$	6,2	— — —	
	$4 \rightarrow 1$	4,42	pár csúcs	3,45

2. Előző megfontolásaink alapján a $\text{Mg}^{25}(\alpha, n)\text{Si}^{28}$ magfolyamathoz ren-delhetők tehát a spektrumban nagy intenzitással megjelenő vonalak (1,78; 2,85 MeV), valamint a spektrumnak az egész 3,1 MeV feletti szakasza. A XI. táblázatban táblázatosan adjuk meg, hogy ezen nagyobb intenzitású spekt-rumnak általunk észlelt vonalai a Si^{28} mag mely ismert gerjesztett állapotai közötti átmeneteknek tulajdoníthatók. (Mivel spektrométerünk felső energia-határa 4,6 MeV volt, jelen méréssel nem volt eldönthető, mi a spektrum felső határa, de a jelentkező pár-csúcsok alapján biztosan megállapítható volt a 4,6 és az 5,0 MeV-os komponens jelenléte.)

A 24. ábrán közölt spektrummal kapcsolatban végezetül arra szeretnénk kitérni, hogy mi indokolja az 1,78 MeV-os vonal kiemelkedő intenzitással való megjelenését. Ennek oka az, hogy ez a vonal megjelenik 1. a neutron-emissziót kísérő, tehát nagyobb intenzitású spektrumban egyrészt a Si^{28} mag

1-es gerjesztett állapotából az alapállapotba való átmenetként, másrészt a magasabb gerjesztett állapotokból való kaszkád-átmenetekhez rendelve; 2. megjelenik a proton-emisszióval járó magfolyamat kísérőjeként is, ti. a proton-emisszió után (alap- vagy gerjesztett állapotban) visszamaradó Al^{28} mag radioaktív, amely β -emisszióval Si^{28} maggá alakul és amely β bomlást 1,78 MeV-os γ -sugárzás kísér (l. 9. és 30. ábra).



31. ábra. A $\text{Mg}^{25}(\alpha, n)\text{Si}^{28}$ magfolyamat energia-viszonyainak ábrázolása term-sémán. (A berajzolt nyilak a jelen munkában észlelt átmenetek) (1 az egyes gerjesztett állapotok impulzusnyomatéka)

Átmenetek tiltására vonatkozó megállapítást ezen mag esetén nem tehetünk, mivel csak az alapállapot (0) és az első gerjesztett állapot impulzusnyomatéka ismert.

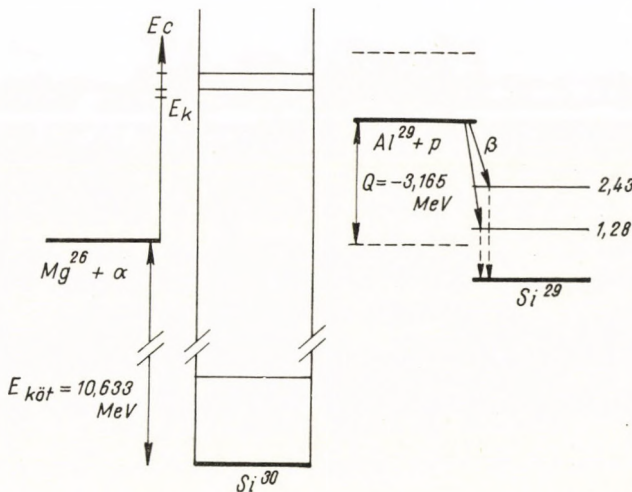
C) Ha a Mg^{26} izotópot Po α -sugaraival bombázzuk, a létrejövő magfolyamatokat szintén kíséri γ -sugárzás, és amint azt a 20. ábrán láthattuk, ennek integrális hatásfoka kisebb, mint Mg^{25} céltárgy esetén. A folyamatot kísérő γ -sugárzás spektrumának 1 MeV-nál nagyobb energiájú részét a 25. ábrán láthatjuk. Határozott csúcsokat észlelhetünk 0,98; 1,25; 1,45; 2,0; 2,45 és 3,0 MeV-nál.

A γ -sugárzás eredetének eldöntésére vizsgáljuk meg először is a két lehetséges folyamat Q -értékeit (l. VIII. táblázat). — A $\text{Mg}^{26}(\alpha, p)\text{Al}^{29}$ folyamat endoergikus $Q = -3,165$ MeV értékkel, míg a $\text{Mg}^{26}(\alpha, n)\text{Si}^{29}$ folyamat exoergikus $Q = 0,023$ MeV értékkel.

Meghatározva a $\text{Mg}^{26}(\alpha, p)\text{Al}^{29}$ magfolyamat küszöbenergiáját, ami 3,65 MeV; és tudva, hogy az Al^{29} magnak nem ismeretes eddig gerjesztett állapota (Graetzer és Robbins [22] 1957-ben 1,69 MeV-nál állapít meg egy le-

hetséges szintet), nyilvánvaló, hogy ha Po α -sugarait használjuk bombázásra, akkor a proton-emisszió után az Al^{29} mag csak alapállapotában jöhet létre (1. 32. ábra).

Az Al^{29} mag azonban mesterségesen radioaktív és β -emisszióval elbomlik, amely bomlást 1,28 és 2,43 MeV-os γ -sugárzás kíséri (1. 10. és 32. ábra). Bromley és munkatársai [45] vizsgálatai szerint ezen β -bomlás 94 %-ban az 1,28 MeV-os és 6 %-ban a 2,43 MeV-es állapotba történik, amely utóbbi állapotból vizsgálataik szerint *nem* jön létre kaszkád-átmenet a Si^{29} mag 2,03 MeV-os gerjesztett állapotán keresztül. — Ez utóbbi probléma azért lényeges,



32. ábra. A $\text{Mg}^{26}(\alpha, p)\text{Al}^{29}(\beta)\text{Si}^{29}$ magfolyamat energia-viszonyainak ábrázolása a term-sémán. (A berajzolt nyílak a jelen munkában észlelt átmenetek)

mert a 25. ábrán feltüntetett, általunk felvett γ -spektrumban mind 2,0 MeV-nál, mind 3,0 MeV-nál határozott fotocsúcsok jelentkeznek, amelyek az előzőek alapján semmiképpen nem rendelhetők a proton-emisszióval járó magfolyamathoz.

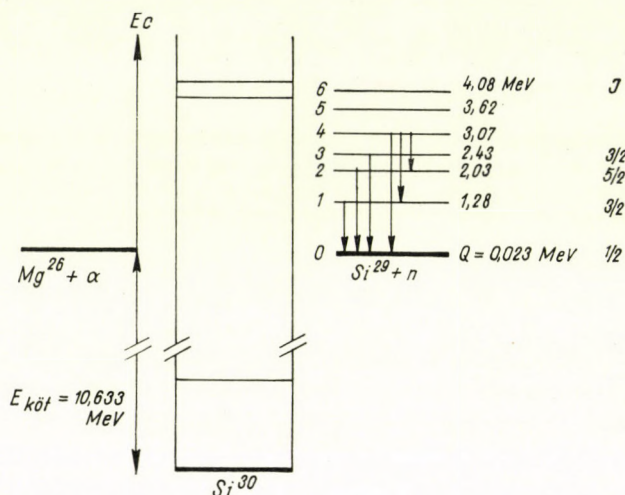
A másik lehetséges magfolyamat neutron-emisszió révén vezet a Si^{29} végmaghoz, és energetikailag megengedett ezen mag gerjesztett állapotokban való létrejötte. (33. ábra.)

Végezzünk megfontolásokat a proton-, ill. neutron-emisszióval járó folyamatok hatásfokára:

Régebbi vizsgálataikban Szalay és Csongor [31] az Al^{29} mag elektron-emissziójának mérésével a $\text{Mg}^{26}(\alpha, p)\text{Al}^{29}$ folyamat hatásfokát a $\text{Mg}^{25}(\alpha, p)\text{Al}^{28}$ folyamat hatásfokánál is kisebbnek találták; így várható, hogy a proton-emisszió

kísérőjeként fellépő 1,28 és 2,43 MeV-os γ -sugárzás a spektrumban csak kis intenzitással fog megjelenni.

Energetikai megfontolás alapján is nyilvánvaló, hogy ha Po α -sugarait használjuk a folyamat létrehozásához, akkor a proton-emisszió várható integrális határfoka a magas küszöbenergia (3,65 MeV) miatt csak tört része lehet a neutron-emisszióval járó exoergikus folyamat határfokának (l. 32. és 33. ábra).



33. ábra. A $Mg^{26}(\alpha, n)Si^{29}$ magfolyamat energia-viszonyainak ábrázolása term-sémán (A berajzolt nyilak a jelen munkában észlelt átmenetek) (I az egyes gerjesztett állapotok impulzusnyomatéka)

Fentiek alapján a 25. ábrán feltüntetett spektrumban tapasztalt vonalakat a $Mg^{26}(\alpha, n)Si^{29}$ magfolyamathoz kell rendelnünk, amely spektrumban a proton-emisszió után visszamaradó Al^{29} mag β -bomlását kísérő gyenge γ -sugárzás a megfelelő csúcsok intenzitásnövekedését eredményezi.

A Si^{29} mag ismert gerjesztett állapotait [16], az azok közötti lehetséges átmeneteket és a jelen munkában észlelt átmeneteket a XII. táblázat tartalmazza. A táblázat alapján is nyilvánvaló, hogy a γ -sugárzás észlelt spektruma a Si^{29} mag gerjesztett állapotaihoz rendelhető.

A jelzett munkában észlelt átmeneteket a 33. ábra term-sémáján is feltüntettük.

Az impulzus-nyomatékváltozások vizsgálata alapján megállapítható, hogy a $3 \rightarrow 1$ átmenet esetén $\Delta I = 0$, így értelmezhető, hogy ezen 1,15 MeV-os vonal nem jelenik meg a spektrumban.

XII. TÁBLÁZAT

A Si^{29} mag ismert gerjesztett állapotai és az azok közötti lehetséges átmenetek; valamint a jelen munkában észlelt átmenetek
(— — — jelölés instrumentális okokból nem észlelt átmenetet jelent)

	Lehetséges átmenetek [16]		Jelen munkában észlelt átmenetek	
	Nívó sorszám	MeV	(l. 33. ábra)	MeV
Si^{29}	1 \rightarrow 0	1,28	foto csúcs	1,25
	2 \rightarrow 0	2,03	foto csúcs	2,0
	2 \rightarrow 1	0,72	— — —	
	3 \rightarrow 0	2,43	{ pár csúcs foto csúcs	1,45 2,45
	3 \rightarrow 1	1,15	—	
	3 \rightarrow 2	0,40	— — —	
	4 \rightarrow 0	3,07	foto csúcs	3,0
	4 \rightarrow 1	1,79	foto csúcs	1,75
	4 \rightarrow 2	1,04	foto csúcs	0,98
	4 \rightarrow 3	0,64	— — —	

V. Összefoglalás

E munka célja a Po α -sugaraival Mg izotópokon létrehozott magátalakításokat kísérő γ -sugárzásnak a vizsgálata volt.

Ezen γ -sugárzásra vonatkozó megelőző vizsgálatok még sok nyitott kérdést hagytak, mert a) a mérések a Mg természetes izotóp-keverékén történtek; b) pontatlanok voltak a γ -sugárzás gerjesztési függvényére vonatkozó vizsgálatok és c) ellentmondóak voltak a γ -sugárzás eredetére vonatkozó megállapítások.

A fennálló problémák tisztázása végett az egyes elektromágnesesen szétválasztott (szeparált) Mg izotópokon külön-külön vettük fel

1. a γ -sugárzás gerjesztési függvényét;
2. a γ -sugárzás spektrumát.

(A γ -sugárzás észlelésére NaJ(Tl) kristályos szcintillációs számlálót, ill. spektrométert használtunk.)

ad 1. A gerjesztési függvény felvételéhez 1,2 mm levegőekvivalens vastagságú Mg^{25}O , illetve Mg^{26}O „vékony” céltárgy réteget használtunk. Az α -sugarak energiáját a fékező gáz nyomásával változtattuk és mértük a γ -sugárzás hozamát. A kapott gerjesztési függvényből a rezonancia-energiákat meghatározva, a Si^{29} , ill. Si^{30} közbenső magok gerjesztett állapotait tudtuk megállapítani.

Jelen munka alapján a Si^{20} mag esetén hét, a Si^{30} mag esetén két eddig nem ismert magasan fekvő gerjesztett állapotot sikerült újonnan meghatározni. (I. VI. és VII. táblázatok.)

ad 2. A magátalakításokat kísérő γ -sugárzás eredetének eldöntésére felvettük a γ -sugárzások spektrumát. Mindhárom szeparált izotópnak (Mg^{24} , Mg^{25} , Mg^{26}) Po α -sugarakkal való bombázásakor magátalakításokat kísérő γ -sugárzás volt észlelhető és a spektrumok alapján megállapítható volt, hogy e γ -sugárzás sokkal összetettebb, sokkal több komponensből áll, mint ahogy azt a megelőző szerzők vizsgálatai mutatták.

A továbbiakban a γ -sugárzás eredetének tisztázására általunk felvett γ -spektrumban tapasztalt vonalakat összevetettük a magfolyamatok végmagjainak ismert gerjesztett állapotai közötti lehetséges átmenetekkel. A spektrumban észlelt vonalak analízise alapján a γ -sugárzás eredetére egyértelmű következtetést tudunk levonni:

a) A Mg^{24} izotóp Po α -sugarakkal való bombázása esetén létrejövő magfolyamatokat kísérő γ -sugárzás spektruma egyértelműen a $\text{Mg}^{24}(\alpha, p)\text{Al}^{27}$ magfolyamat végmagjának gerjesztett állapotaihoz rendelhető;

b) A Mg^{25} céltárgy esetén felvett spektrum két spektrum szuperpozíciója: a kis intenzitással megjelenő γ -vonalak a $\text{Mg}^{25}(\alpha, p)\text{Al}^{28}$ folyamat végmagjának gerjesztett állapotaihoz rendelhetők; a nagyobb intenzitással megjelenő spektrum vonalai a $\text{Mg}^{25}(\alpha, n)\text{Si}^{28}$ folyamat végmagjának gerjesztett állapotaihoz tartoznak.

Közvetlen kísérleti bizonyítást nyert az a tény, hogy ezen $\text{Mg}^{25}(\alpha, n)\text{Si}^{28}$ folyamathoz tartozik a magátalakítást kísérő γ -sugárzás nagy energiájú komponense is. (Ezen nagy energiájú γ -kvantum eredete régen vitatott kérdés, de a problémát kísérletileg csak jelen munkában sikerült tisztázni.)

c) A Mg^{26} izotópnak Po α -sugarakkal való bombázása esetén felvett γ -spektrumban tapasztalt vonalak a $\text{Mg}^{26}(\alpha, n)\text{Si}^{29}$ magfolyamat végmagjának gerjesztett állapotaihoz tartoznak.

Végül megemlítem, hogy ezen vizsgálatok egy technikai jellegű eredményhez is vezettek: a Mg mikro-elektrokémiai leválasztásának kidolgozásához. Mivel a gerjesztési függvény felvételéhez a néhány mg-os mennyiségben rendelkezésre álló szeparált MgO-ból vékony Mg réteget kellett előállítanunk, és a szokásos céltárgy előállítási módszerek MgO esetén nem voltak alkalmazhatók, a szerző kidolgozott egy eddig nem alkalmazott eljárást a Mg-nak pyridinből való mikro-elektrokémiai leválasztására.

*

Köszönetnyilvánítás. Elsősorban köszönetemet szeretném kifejezni Szalay Sándor egyetemi tanárnak, aki a Po sugárforrást készítette, valamint a mérések elvégzését számomra az ATOMKI-ban lehetővé tette és hasznos tanácsaival mindvégig segítségemre volt.

Köszönetemet fejezem ki *Máthé* Györgynek, aki a szcintillációs szám-
lálót tervezte és kivitelezte; valamint *Veress* Zoltánné laboránsnőnek, aki az
észlelésekben segédkezett.

Függelék

A számításokhoz felhasznált legújabb tömegadatok

	Sullivan [67]	Dzelepov [68]
n	1,008986	1,008986
p	1,008145	1,008145
He^4	4,003874	4,003873
Mg^{24}	23,992640	23,992640
Mg^{25}	24,993752	24,993752
Mg^{26}	25,99080	25,990798
Al^{27}	26,990081	26,990081
Al^{28}	27,990771	27,990771
Al^{29}	28,98992	28,989925
Si^{27}	26,995265	26,995265
Si^{28}	27,985775	27,985775
Si^{29}	28,98566	28,985660
Si^{30}	29,983252	29,983252

1 atomi tömegegység = 931,141 MeV [63]

IRODALOM

- [1] *E. Rutherford*: Phil. Mag., 28, 205, 1914.
- [2] *L. Meitner*: Z. Phys., 9, 152, 1922.
- [3] *L. Meitner und K. Freitag*: Z. Phys., 37, 481, 1926.
- [4] *W. Bothe und H. Becker*: Z. Phys., 66, 289, 1930.
- [5] *G. Gamow*: Nature, 126, 397, 1930.
- [6] *E. Rutherford*: Phil. Mag., 37, 357, 1919.
- [7] *A. Eucken und K. Wolf*: Hand- und Jahrbuch der Chemischen Physik, Bd. 9. Akademische Verlagsgesellschaft M. B. H. Leipzig, 1937. 186. old. (*K. Philipp*: Kernspektren).
- [8] *E. V. Spolszkij*: Atomfizika II; Akadémiai Kiadó, Budapest, 1958. 360. old.
- [9] *R. D. Evans*: The Atomic Nucleus, Mc Graw-Hill Book Co. New York 1955. 410. old.
- [10] *E. Segré*: Experimental Nuclear Physics, Vol. II. John Wiley and Sons, New York. 1. old. (P. Morrison: A Survey of Nuclear Reactions).
- [11] Handbuch der Physik, Bd XL. (Kernreaktionen I). Springer Verlag, Berlin 1957. 1. old. (*W. E. Burcham*: Nuclear Reactions, Levels and Spectra of Light Nuclei).
- [12] *W. A. Fowler, C. C. Lauritsen and T. Lauritsen*: Gamma Radiation from Excited States of Light Nuclei. Rev. Mod. Phys. 20, 236, 1948.
- [13] *K. Siegbahn*: Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, North-Holland Publishing Co. Amsterdam, 1955. 767. old. (*D. E. Alburger*: Gamma Radiation from Charged Particle Reactions).

- [14] N. Bohr: *Nature*, 137, 344, 1936.
- [15] J. R. White and A. E. Cameron: *Phys. Rev.*, 74, 991, 1948.
- [16] P. M. Endt and C. M. Braams: *Rev. Mod. Phys.*, 29, 683, 1957.
- [17] *Gmelins: Handbuch der Anorganischen Chemie*, Verlag Chemie, Berlin. 1953.
- Teil 27, Magnesium A2, 164. old.
- [18] H. Klarman: *Z. f. Phys.*, 87, 411, 1934.
- [19] W. E. Duncanson and H. Miller: *Proc. Roy. Soc., A* 146, 396, 1934.
- [20] O. Haxel: *Phys. Z.*, 36, 804, 1935.
- [21] S. G. Kaufmann, E. Goldberg, L. J. Koester and F. P. Mooring: *Phys. Rev.* 88, 673, 1952.
- [22] H. G. Graetzer and A. B. Robbins: *Phys. Rev.* 105, 1570, 1957.
- [23] A. V. Cohen and P. H. White: *Nuclear Physics*, 1, 73, 1956.
- [24] L. Seidlitz, E. Bleuler, D. J. Tendam: *Phys. Rev.*, 76, 861, 1949.
- [25] A. I. Alihanov, A. I. Alihanian und B. S. Dzelepov: *Z. f. Phys.*, 93, 350, 1935.
- [26] H. Fahlenbrach: *Z. f. Phys.*, 96, 503, 1935.
- [27] W. Y. Chang and A. Szalay: *Proc. Roy. Soc., A* 159, 72, 1937.
- [28] A. Meyer: *Z. f. Phys.*, 105, 232, 1937.
- [29] A. Eckardt: *Naturwiss.*, 23, 527, 1935.
- [30] C. D. Ellis and W. Y. Henderson, *Proc. Roy. Soc., A* 156, 358, 1936.
- [31] A. Szalay and E. Csongor: *Phys. Rev.*, 74, 1063, 1948.
- [32] I. Halpern: *Phys. Rev.*, 76, 248, 1949.
- [33] J. Nagy: *Acta Phys. Hung.*, 3, 15, 1953.
- [34] P. C. Gugelot and M. Rickey: *Phys. Rev.*, 101, 1613, 1956.
- [35] H. C. Webster: *Proc. Roy. Soc., A* 136, 428, 1932.
- [36] P. Savel: *Ann. de Phys.*, 4, 88, 1935.
- [37] A. Szalay: *Naturwiss.*, 28, 667, 1940.
- [38] H. Slätis: *Arkiv. för Mat. Astr. o. Fys.*, 35 A, No. 31, 1, 1948.
- [39] G. Bastin-Scoffier et R. J. Walen: *Compt. Rendus*, 247, 2333, 1958.
- [40] E. Pollard and D. E. Alburger: *Phys. Rev.*, 72, 1196, 1947.
- [41] D. E. Alburger: *Phys. Rev.*, 73, 1014, 1948.
- [42] R. J. Breen and M. R. Hertz: *Phys. Rev.*, 98, 599, 1955.
- [43] Ju. A. Nemilov, A. N. Piszarevskij: *Zsur. Exp. i Teor. Fiz. (USSR)*, 32, 139, 1957, ill. *JETP*, 5, 117, 1957.
- [44] H. Roderick, O. Lönsjö and W. E. Meyerhof: *Phys. Rev.*, 97, 97, 1955.
- [45] D. A. Bromley, H. E. Gove, E. B. Paul, A. E. Litherland and E. Almquist: *Can. Journ. Phys.*, 35, 1042 és 1057, 1957.
- [46] J. L. Olsen and G. D. O'Kelley: *Phys. Rev.*, 93, 1125, 1954.
- [47] R. K. Sheline, N. R. Johnson and P. R. Bell, R. C. Davis, F. K. Mc Gowan: *Phys. Rev.*, 94, 1642, 1954.
- [48] K. Siegbahn and H. Slätis: *Arkiv. för Mat. Astr. o. Fys.*, 34 A, No 15, 1, 1947.
- [49] A. Szalay: *Z. f. Phys.*, 112, 29, 1939.
- [50] M. E. Toms and W. E. Stephens: *Phys. Rev.*, 82, 709, 1951.
- [51] F. P. Mooring, L. J. Koester, E. Goldberg, D. Saxon and S. G. Kaufmann: *Phys. Rev.*, 84, 703, 1951.
- [52] L. N. Russel, W. E. Taylor and J. N. Cooper: *Rev. Sci. Instr.*, 23, 764, 1952.
- [53] G. Hermann und S. Wagener: *Die Oxydkathode*. J. A. Barth Verlag, Leipzig, 1950. S. 35, 40.

- [54] Winter—Vámbéry—Fischer—Tomaschek—Koncz—Rédl: Vakuumtechnika II. kötet. Nehézvegyipari Könyvkiadó, Budapest. 1954. (Winter: Az oxidkátódok, 66. és 73. old.)
- [55] F. Ajzenberg: Rev. Sci. Instr., 23, 648, 1952.
- [56] Th. Moeller and P. A. Zimmerman: Science, 120, 539, 1954.
- [57] Gmelins: Handbuch der Anorganischen Chemie, Verlag Chemie, Berlin. 1953. Teil 27, (Magnesium) A. 2. 292. old.
- [58] Máthé Gy.: Magyar Fizikai Folyóirat, 6, 369, 1958.
- [59] Máthé Gy.: Természettudományi doktori értekezés. Debrecen, 1958. (Kézirat.)
- [60] Máthé Gy. és Scharbert T.: Mérés és automatika, 7, 1, 1959.
- [61] Máthé Gy.: Magyar Fizikai Folyóirat, 7, 129, 1959.
- [62] Csongor É.: Magyar Fizikai Folyóirat, 6, 333, 1958.
- [63] G. J. Nijgh, A. H. Wapstra, K. Van Lieshout: Nuclear Spectroscopy Tables. North Holland Publ. Co. Amsterdam. 1959. 127. old.
- [64] Csongor É.: Magyar Fizikai Folyóirat, 7, 517, 1959.
- [65] W. Riezler und A. Rudloff: Ann. d. Phys., 15, 236, 1955.
- [66] Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen, Bd. I/5. Springer Verlag, Berlin. 1952. 240 és 247. old.
- [67] W. H. Sullivan: Trilinear Chart of Nuclides, Atomic Energy Comis. USA., 1957.
- [68] S. B. Dzelepov, L. K. Peker: Decay Schemes of Radioactive Nuclei, Academy of Sciences of the USSR Press, 1958. Moscow.
- [69] R. D. Evans: The Atomic Nucleus, Mc Graw-Hill Book Co. New York, 1955, 664. old.
- [70] C. P. Browne: Nuclear Physics, 12, 662, 1959.
- [71] W. Pauli: Niels Bohr and the Development of Physics, Pergamon Press, London, 1955. 134. old. (F. L. Friedman, V. F. Weiskopf: The Compound Nucleus).
- [72] J. Curie, F. Joliot, Compt. Rend., 198, 254, 1934.
- [73] G. Breit, E. Wigner: Phys. Rev. 49, 519, 1936.
- [74] T. Lauritsen, C. C. Lauritsen, W. A. Fowler: Phys. Rev., 59, 241, 1941.
- [75] M. M. Shapiro: Phys. Rev., 90, 171, 1953.
- [76] Handbuch der Physik, Bd. XLV. (Nuclear Instrumentation, Springer Verlag, Berlin, 1956. 124. old. (W. E. Mott and R. B. Sutton: Scintillation and Cerenkov Counters.)

A MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
MATEMATIKAI ÉS FIZIKAI TUDOMÁNYOK
OSZTÁLYÁNAK
KÖZLEMÉNYEI

Matematikai, fizikai, csillagászati dolgozatokat, referátumokat, könyvismertetéseket, a Tudományos Minősítő Bizottságnak a III. Osztályra vonatkozó híreit s a III. Osztály híreit közli. Évenként egy kötet (kb. 40 ív) jelenik meg (négy szám alkot egy kötetet).

A közlemények előfizetési ára kötetenként, azaz évenként 40 Ft, külföldi címre 60 Ft. Belföldi megrendelések az Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány u. 21. (Magyar Nemzeti Bank egyszámlaszám 05-915-111-46), külföldi megrendelések a „Kultúra” Könyv és Hírlap Külkereskedelmi Vállalat, Budapest, VI., Népköztársaság útja 21. (Magyar Nemzeti Bank egyszámlaszám: 43-790-057-181) útján eszközölhetők.

TARTALOMJEGYZÉK

	Oldal
<i>Csongor Éva</i> : Vizsgálatok a Mg^{24} , Mg^{25} , Mg^{26} izotópoknak $Po-\alpha$ sugaraival történő bombázását kísérő γ -sugárzásra vonatkozólag	357
<i>Abonyi Iván</i> : Pólus-részecske klasszikus relativisztikus mozgása skalártérben a saját-tér figyelembevételével	419

A KLASSZIKUS IRODALOMBÓL

<i>Wiener Ottó</i> : Álló fényhullámok és a polarizált fény rezgésiránya	447
--	-----

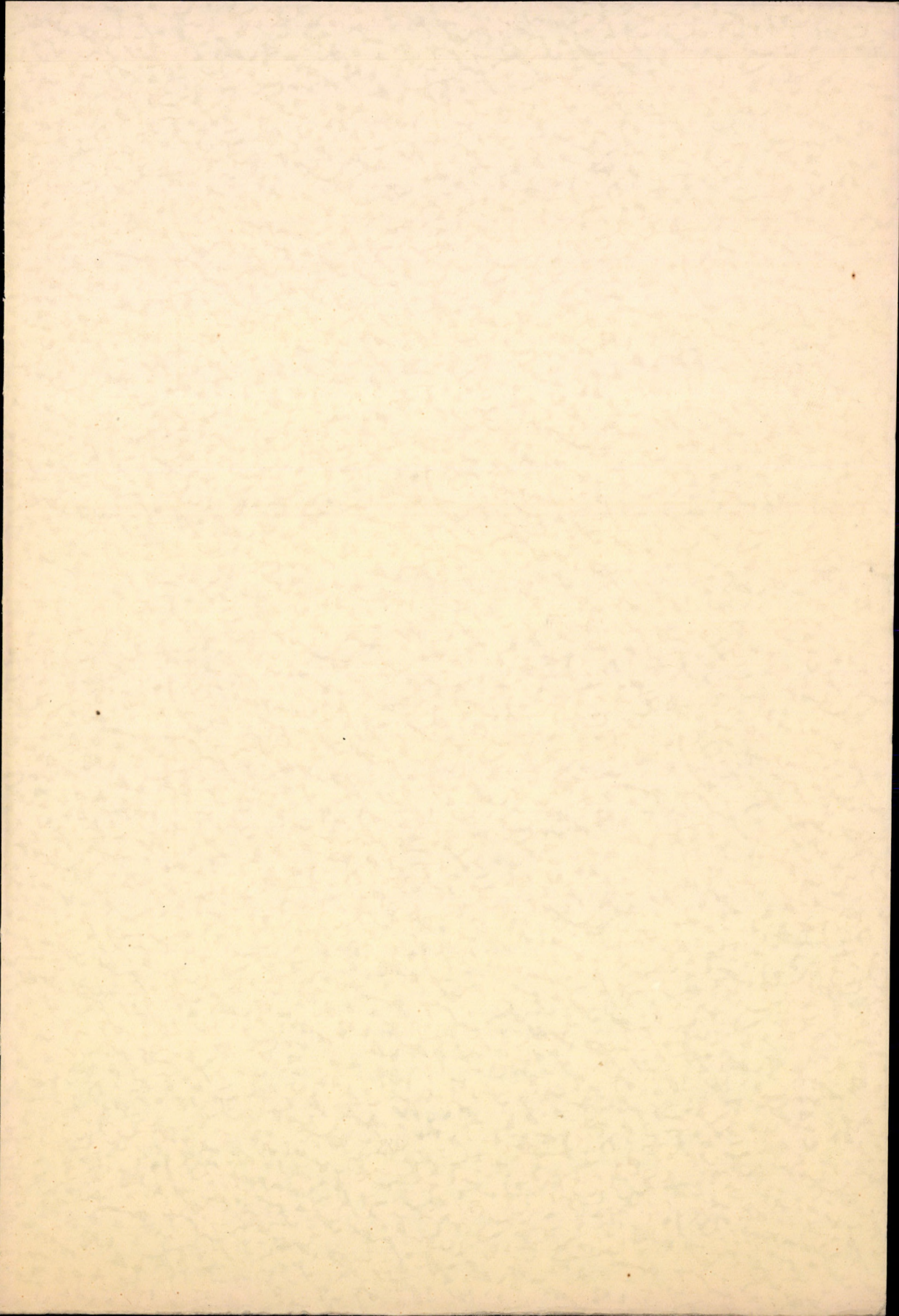
Technikai szerkesztő: Turchányi György

A kiadásért felel az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

A kézirat beérkezett: 1960. IX. 8. — Példányszám: 130 — 61 oldal, 33 ábra

Szegedi Nyomda Vállalat 60-3945



Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
D e b r e c e n .

A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója.
Készült az Intézet "Zetaprinton" típusu
sokszorosító gépén "Rotaprint" eljárással

Példányszám: 300
1/1961.